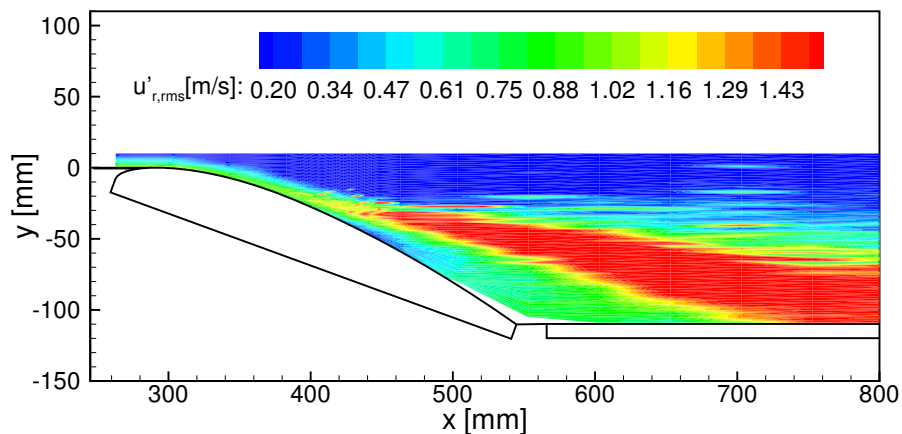


Aktive Beeinflussung der Strömung an einer generischen Flügelkonfiguration mit Ablösung und Wiederanlegung

MOHAMAD YAMIN
aus Indramayu, Indonesien



Von der Fakultät V
Verkehrs- und Maschinensysteme
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
genehmigte Dissertation

Wissenschaftliche Aussprache am 23.10.2003

Promotionsausschuss:
Vorsitzender : Prof. Dipl.-Ing. H. Linde
Gutachter : Prof. Dr.-Ing. W. Nitsche
Prof. Dr.-Ing. Chr. Haberland

Berlin 2003
D83

Aktive Beeinflussung der Strömung an einer generischen Flügelkonfiguration mit Ablösung und Wiederanlegung

MOHAMAD YAMIN
aus Indramayu, Indonesien

Von der Fakultät V
Verkehrs- und Maschinensysteme
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
– Dr.-Ing.–
genehmigte Dissertation

Wissenschaftliche Aussprache am 23.10.2003

Promotionsausschuss:
Vorsitzender : Prof. Dipl.-Ing. H. Linde
Gutachter : Prof. Dr.-Ing. W. Nitsche
Prof. Dr.-Ing. Chr. Haberland

Berlin 2003
D83

Digitale Dissertation
Technische Universität Berlin, 2003
http://edocs.tu-berlin.de/diss/2003/yamin_mohamad.htm

© 2003 by Mohamad Yamin

اللَّهُ الَّذِي يُرْسِلُ الرِّيْحَ فَتُثِيرُ سَحَابًا فَيَبْسُطُهُ فِي السَّمَاءِ كَيْفَ يَشَاءُ وَيَجْعَلُهُ كِسْفًا فَتَرَى
الْوَدْقَ يَخْرُجُ مِنْ خِلَالِهِ فَإِذَا أَصَابَ بِهِ مَنْ يَشَاءُ مِنْ عِبَادِهِ إِذْ هُمْ يُسْتَبَشِرُونَ
(الْقُرْآنُ ٤٨:٣٠)

Allah ist es, Der die Winde entsendet, so dass sie eine Wolke hochtreiben. Dann breitet
Er sie am Himmel aus, wie Er will, und häuft sie auf, Schicht auf Schicht, und du siehst
den Regen hervorbrechen aus ihrer Mitte. Und wenn Er ihn fallen lässt auf wen Er will
von Seinen Dienern, siehe, dann jauchzen sie (Der heilige Qurân 30:48)

Für
meine Frau MARWIYAH
meinen Sohn HARIZ JUSUF FATHARANI
meine Tochter NADINE ZAHRA
meine verstorbene Mutter SATI BINTI ABDUL SYUKUR (1930–1991)
meinen verstorbenen Vater SUDANA BUN YAMIN (1921–2002)

Vorwort

Aller Preis gehört Allah, dem Gnädigen, dem Barmherzigen. Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Gast-Wissenschaftler am Institut für Luft- und Raumfahrt der Technischen Universität Berlin in der Aerodynamikgruppe von Herrn Professor Nitsche im Rahmen einer vom Deutschen Akademischen Austauschdienst (DAAD) finanzierten Dissertationsforschung. Dem DAAD sei an dieser Stelle für die Förderung gedankt.

Mein herzlicher Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Professor Nitsche, sowohl für die wissenschaftliche Unterstützung als auch für die wertvollen Hinweise, die die Ausführung dieser Arbeit ermöglichten.

Für die wohlwollende Übernahme des Vorsitzes im Promotionsausschuss danke ich Herrn Professor Linde vom Institut für Land- und Seeverkehr der TU-Berlin. Herrn Professor Haberland danke ich für das meiner Arbeit entgegengebrachte Interesse und für die freundliche Übernahme des Koreferates.

Ich bedanke mich bei allen meinen Kollegen, deren Interesse an meiner Arbeit und deren Hilfsbereitschaft eine große Hilfe war, besonders in meiner schwierigen Phase. Insbesondere danke ich Herrn Dipl.-Ing. R. Petz für die Hilfe bei der Versuchsdurchführung und Auswertung, den Herrn Dipl.-Ing. O. Burkhardt sowie Dipl.-Ing. P. Judel für die Korrekturhinweise zu dieser Arbeit.

Nicht zuletzt danke ich Frau A. Stollfuß für die Hilfsbereitschaft bei den sprachlichen Korrekturen sowie Herrn Dipl.-Ing. K. Noack, Herrn R. Thiel und Herrn A. Salecker für die tatkräftige Unterstützung bei der Realisierung der Messkampagnen.

Vor allem möchte ich an meiner Familie in unserer Sprache danken: *Terima kasih tak berhingga pada istriku, Marwiyah, yang menemani dalam keindahan Kebersamaan kala duka dan suka, selama keberadaan kami di Berlin. Selama itu pula telah hadir buah hati kami: Hariz Jusuf Fatharani dan Nadine Zahra, yang menyempurnakan kami sebagai suatu keluarga. Terkadang haruslah istriku sendirian dalam mendidik anak kami, demi memberi ruang untuk lebih konsentrasi ke pekerjaan Doktor. Untuk mereka, anak kami, tak dapat yang lebih ayah berikan selain doa dan cinta.*

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	v
Symbolverzeichnis	ix
Übersicht	xiii
1 Einleitung	1
2 Stand der Forschung	5
2.1 Strömungsablösung mit Wiederanlegung	5
2.2 Wandsensoren zur Messung in der abgelösten Strömung	8
2.3 Beeinflussung der Strömungsablösung	9
2.4 Zielsetzung der Arbeit	10
3 Experimenteller Aufbau	13
3.1 Windkanal	13
3.2 Versuchsmodell und Messstrecke	14
3.3 Anregungstechnik	16
3.3.1 Anregemechanismus	16
3.3.2 Definition der Anregeparameter	17
3.3.3 Kalibration der Anregung	18
3.4 Geschwindigkeitsmessungen	19
3.4.1 Hitzdrahtmesstechnik für Geschwindigkeitsprofile	19
3.5 Druckmessungen	20
3.6 Wandschubspannungsmessungen	20
3.6.1 Doppel-Oberflächenhitzdraht	21
3.6.2 CPM3	25
3.6.3 Voruntersuchungen mit dem Wandschubspannungsmessverfahren	26

4	Die natürliche Strömung	31
4.1	Zweidimensionalität der Strömung	31
4.2	Strömungszustand an der Anströmplatte	32
4.2.1	Wandreibungsbeiwert	32
4.2.2	Grenzschichtprofile und -ähnlichkeit	33
4.3	Mittleres Strömungsfeld	35
4.3.1	Statischer Druckbeiwert	35
4.3.2	Mittleres Geschwindigkeitsfeld	37
4.4	Instabilitäten in der abgelösten Scherschicht	38
4.5	Instationäres Strömungsverhalten	40
4.5.1	Strömungszustand	40
4.5.2	Instationäre Druckmessung	42
4.5.3	Doppel-Oberflächenhitzdrahtarray	45
5	Die beeinflusste Strömung	51
5.1	Anregungsoptimum	51
5.1.1	Variation der Anregeparameter	51
5.1.2	Variation des Anstellwinkels	54
5.2	Mittleres Geschwindigkeitsfeld	57
5.2.1	Hauptströmungsrichtung	57
5.2.2	Spannweitenrichtung	59
5.3	Instationäres Geschwindigkeitsfeld	61
5.3.1	Hauptströmungsrichtung	61
5.3.2	Spannweitenrichtung	64
5.4	Instationärer Druckmessung	66
5.5	Doppel-Oberflächenhitzdrahtarray	68
5.6	Mittlerer Wandreibungsbeiwert	69
6	Diskussion	71
7	Zusammenfassung	75
	Literaturverzeichnis	84

Symbolverzeichnis

Arabische Symbole

Symbol	Beschreibung
A^+	van Driest Konstante
a	Konstante
b	Spannweite
C	Celcius
c	Profiltiefe
c_f	Lokaler Wandreibungsbeiwert
c_p	Statischer Druckbeiwert
c_μ	Impulsbeiwert der Anregung
d_1, d_2, d_3	Außendurchmesser der CPM3-Sonde
E	Sensorspannung
f	Frequenz
f_{abt}	Abtastrate
f_g	Grenzfrequenz
h	Stufenhöhe
I'_{rms}	Effektivwert des Stromes
$G_{u'}$	Spektren der Geschwindigkeitschwankung
$G_{p'}$	Spektren der Druckschwankung
H	Breite des Anregeschlitzes
K_1	Kármánische Konstante
l_{char}	charakteristische Länge
$P'_{el,rms}$	Effektivwert der elektrischen Leistung
p_{Ges}	Gesamtdruck
p	statischer Druck
p^+	dimensionsloser Druck

q	dynamischer Druck
Re_c	Reynoldszahl bezogen auf Profiltiefe
$R_{p'p'}$	Kreuzkorrelation der Druckschwankungen
$R_{u'u'}$	Kreuzkorrelation der Geschwindigkeitschwankungen
St_c	Strouhalzahl bezogen auf Profiltiefe, c
St_h	Strouhalzahl bezogen auf Stufenhöhe, h
$St_{x_{SR}}$	Strouhalzahl bezogen auf mittlere Länge der Ablöseblase, x_{SR}
St_{δ_1}	Strouhalzahl bezogen auf Verdrängungsdicke, δ_1
St_{δ_2}	Strouhalzahl bezogen auf Impulsverlustdicke, δ_2
t	Zeit
T	Temperatur
Tu	Turbulenzgrad der Geschwindigkeitskomponente
T_S	Sensortemperatur
T_F	Fluidtemperatur
U'_{rms}	Effektivwert der Wechsellspannung
u_∞	Anströmungsgeschwindigkeit
u_r	Resultierende mittlere Geschwindigkeit
u, v, w	Komponenten des Geschwindigkeitsvektors
u_{jet}	mittlere Schlitzgeschwindigkeit
$u_{jet,max}$	maximale mittlere Schlitzgeschwindigkeit
u', v'	Koordinaten des Schwankungsgeschwindigkeitsvektors
u'_{jet}	Schwankungsgeschwindigkeit am Schlitz
$u'_{jet,rms}$	Schwankungsgröße der Schlitzgeschwindigkeit
u_w	Geschwindigkeit an der Wand
x, y, z	Geometrie-Koordinaten
x/c	dimensionslose Profiltiefe
x_R	Wiederanlegepunkt
x_S	Ablösepunkt
x_{SR}	mittlere Länge der Ablöseblase

Griechische Symbole

Symbol	Beschreibung
α	Anstellwinkel
δ	Grenzschichtdicke
δ_1	Verdrängungsdicke
δ_2	Impulsverlustdicke
θ	Weitwinkeldiffusor
μ	dynamische Viskosität
ν	kinematische Viskosität
\Re	Scherschichtparameter

ρ	Luftdichte
τ_w	Wandreibung
ϕ	Phasenwinkel

Abkürzungen

Symbol	Beschreibung
<i>CPM</i>	Computational Preston-Tube Method
<i>ILR</i>	Institut für Luft- und Raumfahrt
<i>KH</i>	Kelvin-Helmholz
<i>ST</i>	Shedding-Type

Übersicht

Die vorliegende Arbeit beschreibt experimentelle Untersuchungen zur Erfassung instationärer Phänomene und zur Beeinflussung der turbulenten abgelösten Scherschicht an einer generischen Flügelkonfiguration. Die Lage der Grenzschicht-Ablösung konnte dabei durch eine Anstellwinkellvariation zwischen $\alpha = 5^\circ$ - 35° beliebig positioniert werden. Die Untersuchungen wurden bei einer Reynoldszahl von $Re_c = u_\infty c / \nu \simeq 2 \cdot 10^5$ durchgeführt.

Die periodischen Störungen in die Grenzschicht wurden durch temporäres Ausblasen und Einsaugen aus einem Schlitz-Aktuatorsystem an der Position $x/c = 0.52$ auf dem Profil eingebracht. Ziel der Arbeit war es, die mittlere Länge der Ablöseblase durch eine monofrequente Anregung zu verkürzen. Die Versuchsergebnisse zeigen, dass die Ablöselänge bei Anregungsamplituden von $u_{jet}/u_\infty \geq 1$ deutlich reduziert werden kann. Die Anregung erfolgte bei einer Frequenz von $f = 250 \text{ Hz}$, die dem 4.5-fachen der anfänglichen Kelvin-Helmholtz-Instabilität entspricht. Ein besonders gutes Ergebnis konnte erzielt werden, wenn sich die Anregeposition in unmittelbarer Nähe des Ablösepunktes befand. Bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 19^\circ$ ließ sich hierdurch eine maximale Verkürzung der mittleren Länge der Ablöseblase um $\Delta x/c \simeq 35\%$ erreichen.

Zur Analyse der instationären Phänomene der abgelösten Grenzschicht-Strömung dienten eine Vielzahl von Strömungsmesstechniken und unterschiedliche statistische Auswertungsverfahren. Für die Vermessung des Geschwindigkeitsfeldes wurde eine traversierbare Hitzdrahtsonde zum Einsatz gebracht. Die Ermittlung der mittleren Wandschubspannung (τ_w) erfolgte mit einem computergestützten Prestonrohrverfahren, während die Wandschubspannung-Fluktuation mit Hilfe eines neuen thermoresistiven Doppel-Oberflächenhitzdrahtsensors bestimmt wurde. Die Aufzeichnung statischer Druckschwankungen wurde mittels eines piezoresistiven Drucksensor-Arrays realisiert. Die Datenanalyse erfolgte über statistische Größen und analytische Funktionen wie der Fast-Fourier-Transformation und deren Darstellung in Leistungsdichtespektren.

Abgelöste Strömungen stellen ein komplexes Strömungsphänomen dar und spielen in zahlreichen praxisorientierten Aufgabenstellungen eine wichtige Rolle, z.B. bei der Umströmung von Tragflügeln mit hohem Anstellwinkel, an Fahrzeugen sowie Windkraftanlagen oder bei der Durchströmung von Verbrennungsanlagen, Turbomaschinen usw. (vgl. Leder [1992]). Sie sind typischerweise hochgradig instationär und werden durch großskalige Wirbelstrukturen (*large scale structures*) in der abgelösten Scherschicht begleitet. Aufgrund ihres dreidimensionalen Charakters sind die Details der physikalischen Vorgänge schwer vorherzusagen.

Besondere Aufmerksamkeit gilt der abgelösten Strömung mit einem Wiederanlegepunkt, die ein geschlossenes Ablösegebiet bildet, die sog. Ablöseblase. Diese Strömungsform bietet wichtige Informationen über die dynamischen Prozesse in dem abgelösten Bereich und in der Region der Wiederanlegung sowie zu möglichen Wechselwirkungen zwischen beiden Regionen. Trotz jahrelanger experimenteller und numerischer Untersuchungen ist der dynamische Charakter von abgelösten Scherschichten noch weiter ungeklärt. Die durch experimentelle und numerische Untersuchungen gewonnenen Daten sind häufig unzureichend, um die Physik der abgelösten Strömung im Detail zu verstehen. Durch den Fortschritt in der Numerik und im Experiment, z.B. durch den Einsatz von leistungsfähigen Computern bzw. Laser-Technologien, können Daten zwar schneller gewonnen werden, aber die Kenntnisse über die dynamischen Vorgänge und die damit verbundenen Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Regionen in der Strömung sind weiter lückenhaft. Es bleibt deshalb notwendig, weitere Detailkenntnisse von abgelösten Strömungen durch zeitlich und räumlich hochaufgelöste experimentelle Untersuchungen zu gewinnen.

Historisch betrachtet konzentrieren sich die meisten Untersuchungen zur Strömungsablösung auf eine fixierte Ablöseposition, wie z.B. an einer ebenen, zurückspringenden Stufe (Chandrsuda und Bradshaw 1981; Eaton und Johnston 1982), an einer senkrechten Platte (Kiya und Sasaki 1983; Cherry et al. 1984), oder an einer Schneidenkonfiguration (Ruderich und Fernholz 1985; Hudy et al. 2003). Diese Arbeiten geben je-

doch keine Informationen über die dynamischen Vorgänge der Ablöseposition sowie mögliche Interaktionen zwischen verschiedenen Regionen der Strömung. Es ist deshalb wichtig, experimentelle Untersuchungen auch auf instationäre Strömungsvorgänge auszudehnen, um diese Strömungsphänomene detailliert zu charakterisieren.

Wegen ihrer Auswirkungen auf manche praxisorientierte Aufgabenstellungen, wie z.B. Energieverlust, Lärmerhöhung und Schwingungen, ist es die Aufgabe des Ingenieurs, Grenzschicht-Ablösung zu vermeiden. Wenn die Ablösung nicht eliminiert werden kann, sollte der abgelöste Bereich so klein wie möglich sein. Dies ist der generelle Ausgangspunkt, die Beeinflussung und die Kontrolle der Strömungsablösung zu studieren¹. Ein Überblick über verschiedene Methoden zur passiven und aktiven Beeinflussung der Strömungsablösung werden z.B. von Gad-el-Hak und Bushnell [1991] gegeben.

Die vorliegenden experimentellen Untersuchungen beschäftigen sich mit den Phänomenen und der aktiven Beeinflussung einer vollturbulenten Strömung mit einer Ablöseblase an einer gekrümmten NACA-4412 Flügelkonfiguration und einer sich anschließenden ebenen Platte. Diese Konfiguration ermöglicht eine komplette Studie über den Anlauf der anliegenden Strömung bis hin zur abgelösten Scherschicht und dem Bereich der Wiederanlegung sowie möglicher Interaktionen verschiedener Strömungsregionen. Als ein charakteristisches Maß für die erfolgreiche Beeinflussung der Strömungsablösung wird hierbei die Ablöselänge² herangezogen. Sie wird durch den Austauschprozess zwischen der wirbelfreien Scherschicht im abgelösten Bereich und der druckinduzierten Rückströmung im Wiederanlegebereich bestimmt (Chapman et al. 1958). In dieser Arbeit wird die Erhöhung des sog. Entrainments³ durch die periodische Anregung in unmittelbarer Nähe der Ablöseposition erreicht.

Die Beeinflussung der Strömungsablösung durch die Anregung charakteristischer Instabilitäten der abgelösten Scherschicht wurde in der Vergangenheit bereits erfolgreich erprobt (Bhattacharjee et al. 1986; Roos und Kegelmann 1986; Sigurdson 1995; Chun und Sung 1996; Kiya et al. 1997; Brunn und Nitsche 2002). Durch die Anregung der Scherschichtinstabilitäten und deren subharmonische Frequenz wird die Amplitude der anfänglichen Instabilitätsfrequenz vergrößert und eine periodische Wirbelstruktur generiert, die zu einer Wirbelpaarung führt. Das Ergebnis ist eine bessere Durchmischung der großskaligen kohärenten Wirbelstrukturen⁴ bei gleichzeitiger Verkürzung der Ablöselänge, bedingt durch eine Steigerung der Turbulenzproduktion im Strömungsfeld (Roos und Kegelmann 1986). Für Verbrennungsanlagen stellt dies günstige Eigenschaften dar, allerdings sind diese Effekte für die meisten Anwendungsgebiete (z.B. Flugzeuge, Turbomaschinen) nicht erwünscht. Dies liegt an der Frequenz der periodischen

¹Der Term *Beeinflussung* wird als *open-loop control* in der englischen Sprache bezeichnet, während die Bezeichnung *Kontrolle* für *closed-loop feedback control* steht.

²Die *Ablöselänge* ist als Abstand zwischen der Ablöse- und Wiederanlegeposition definiert.

³Die Bezeichnung *Entrainment* ist eine Vereinigung von wirbelfreier Strömung und turbulenter Strömung oder umgekehrt die Diffusion von turbulentem Bereich und freier Strömung (Roshko 1976).

⁴Eine kohärente Struktur wird als ein Gebiet mit konzentrierter, korrelierter Wirbelstärke angesehen (Hussain 1983)

Anregung, die den Bereich der Instabilitätsfrequenzen der abgelösten Scherschicht anregt.

Aus Untersuchungen von Ho und Huang [1982] sowie Oster und Wygnanski [1982] in der freien Scherschicht geht hervor, dass höhere Anregefrequenzen gegenüber natürlicher Instabilitätsfrequenz eine Unterdrückung von großskaligen Strukturen bewirken. Dieses öffnet neue Strategien zur Beeinflussung der Strömungsablösung. Abhängig vom Ziel der Stömungsbeeinflussung können die großskaligen Strukturen vergrößert oder unterdrückt werden. Bei der Unterdrückungsmethode wird z.B. an einem Tragflügel der Auftrieb erhöht und gleichzeitig der Lärm und die Vibrationen reduziert.

Generell lässt sich festhalten, dass die Anregung von Instabilitätsfrequenzen durch periodische Störungen eine effektive Methode darstellt die Strömungsablösung zu beeinflussen.

In diesem Kapitel werden die wichtigsten wissenschaftlichen Beiträge zur turbulenten druckinduzierten Strömungsablösung mit Wiederanlegung diskutiert sowie die Methoden der Beeinflussung von Scherströmungen zusammengefasst. Aus dem Stand der Forschung wird die Zielsetzung der vorliegende Arbeit abgeleitet.

2.1 Strömungsablösung mit Wiederanlegung

Für stationäre, zweidimensionale, inkompressible Strömungen lautet die Grenzschichtgleichung (Schlichting und Gersten 1997),

$$\rho u \frac{\delta u}{\delta x} + \rho v \frac{\delta u}{\delta y} = -\frac{\delta p}{\delta x} + \mu \frac{\delta^2 u}{\delta y^2} \quad (2.1)$$

An der Wand ($y = 0$) gilt die Bedingungen

$$u(x, 0) = 0, \quad v(x, 0) = 0 \quad (2.2)$$

Durch Einsetzen der Wandbedingung in die Gleichung 2.1 folgt:

$$\mu \left(\frac{\delta^2 u}{\delta y^2} \right)_w = \frac{\delta p}{\delta x} \quad (2.3)$$

Aus der Gleichung 2.3 lässt sich erkennen, dass für Strömungen mit positiven Druckgradienten $(\delta^2 u / \delta y^2)_w > 0$ ist. Da bei größerem Wandabstand $(\delta^2 u / \delta y^2) < 0$ ist, muss ein Wendepunkt existieren. Dies ist eine charakteristische Bedingung für eine Ablösung, die durch das Kriterium $(\delta u / \delta y)_w = 0$ bestimmt ist. Bei der Ablösung erfolgt eine Rückströmung in Wandnähe, die zu einer starken Aufdickung der Grenzschicht führt. Damit verbunden ist ein Abtransport des Grenzschichtmaterials in die Außenströmung (Schlichting und Gersten 1997). Dieser wird durch eine signifikante

positive vertikale Geschwindigkeitskomponente $v(y)$ an der Trennstromlinie begleitet (Simpson 1996). Aus der Kontinuitätsgleichung kann die vertikale Geschwindigkeitskomponente $v(y)$ folgendermaßen beschrieben werden,

$$v(y) = - \int_0^y \frac{\delta u}{\delta x} dy \quad (2.4)$$

Die positive v -Komponente verzögert die Strömung unterhalb des Wendepunktes und der Wendepunkt im Geschwindigkeitsprofil wird von der Wand nach oben bewegt. Aufgrund der relativ höheren Geschwindigkeit der Außenströmung bildet sich eine abgelöste Scherschicht aus. Während sich der Wendepunkt weiter von der Wand bewegt, wächst die abgelöste Scherschicht und breitet sich weiter stromabwärts aus. Wenn eine Wand vorhanden ist, wie z.B. an einer ebenen zurückspringenden Stufe, legt sich die abgelöste Scherschicht an und bildet ein geschlossenes Ablösegebiet.

Es ist bekannt, dass die druckinduzierte Strömungsablösung mit Wiederanlegung durch Schwankungen des Ablöse- und Wiederanlegepunktes charakterisiert ist. Der Ablösepunkt und der Punkt der Wiederanlegung sind hierbei nicht lokal gebunden und weisen ein oszillierendes Verhalten auf. Aufgrund der großskaligen Strukturen in der abgelösten Scherschicht ist der dynamische Prozess des Strömungsfeldes von komplexer Art. Die strömungsmechanischen Abläufe sind anders als bei der Strömungsablösung mit fixierter Ablösung, weil die Ablöseposition oszilliert. Einen Überblick über die Strömungsablösung mit fixierter Ablösung findet man bei Eaton und Johnston [1981]. Sie unterscheiden sich auch von der Strömungsablösung ohne Wiederanlegung wegen der Begrenzung der abgelösten Scherschicht. Ein Überblick über diese Form der Strömungsablösung im allgemeinen wird von Leder [1992] und Simpson [1996] gegeben.

Abhängig vom Charakter der ankommenden Grenzschichtströmung kann die druckinduzierte Strömungsablösung mit Wiederanlegung laminar oder turbulent erfolgen. Beide Strömungsablösungen werden durch eine instabile freie Scherschicht charakterisiert. Der instabile Charakter der freien Scherschicht wird von den großskaligen Wirbelstrukturen dominiert, sowohl in der laminaren (Freymuth 1966) als auch in der turbulenten Strömung (Winant und Browand 1974). Die dynamischen Vorgänge dieser Strukturen sind ähnlich (Ho und Huerre 1984). Ein Überblick über die laminare druckinduzierte Strömungsablösung mit Wiederanlegung wird von Dovgal, Kozlov, und Michalke [1994] gegeben.

Instabilitätsmechanismen

Die dynamischen Vorgänge in der Strömungsablösung mit Wiederanlegung werden durch zwei Instabilitäten charakterisiert, zum einen die Kelvin-Helmholtz-Instabilität (KH-Instabilität) der abgelösten Scherschicht, zum anderen die Shedding-Type-Instabilität (ST-Instabilität) der Ablöseblase (Sigurdson 1995; Kiya et al. 1997). Die KH-Instabilität resultiert aus dem Wendepunkt im Geschwindigkeitsprofil der abgelösten Scherschicht und generiert großskalige Strukturen. Diese Strukturen wirken auf die abgelöste Scherschicht ein und transportieren die anfängliche Instabilität stromab.

Die Strouhalzahl der KH-Instabilität bezogen auf die Verdrängungsdicke an der Ablöseposition δ_1 und die Anströmgeschwindigkeit u_∞ hat einen konstanten Wert von ca. 0.02 (Leder 1992),

$$St_{\delta_1} = \frac{f_{KH}\delta_1}{u_\infty} \simeq 0.02 \quad (2.5)$$

Durch der Messung der KH-Instabilität an einem ebenen Zylinder hat Sigurdson [1995] gezeigt, dass die Strouhalzahl bezogen auf die Impulsverlustdicke δ_2 und die maximale Geschwindigkeit an der Ablöseposition eine Funktion der Reynoldszahl ist.

$$St_{\delta_2} = \frac{f_{KH}\delta_2}{u_s} \sim F(Re), \quad (2.6)$$

wobei u_s die maximale Geschwindigkeit an der Ablöseposition an einem ebenen Zylinder ist. Bei der Strömungskonfiguration in dieser Arbeit, Bild 2.1, ist die maximale Geschwindigkeit an der Ablöseposition mit der Anströmungsgeschwindigkeit u_∞ vergleichbar.

Durch die Interaktion der Strukturen und dem Zusammenstoß (*impingement*) mit der Wandoberfläche im Wiederanlegebereich wird die ST-Instabilität verursacht. Die Strouhalzahl bezogen auf die Ablösehöhe h und die Geschwindigkeit an der Ablöseposition u_s hat einen universalen Wert von ca. 0.08 (Roshko 1955; Sigurdson 1995).

$$St_h = \frac{f_{ST}h}{u_s} \simeq 0.08 \quad (2.7)$$

Niederfrequente Bewegung der Ablöseblase

Neben den bereits beschriebenen Instabilitäten besitzt die Strömungsablösung mit Wiederanlegung eine Modulation der gesamten Ablöseblase in Zusammenhang mit der Schwankung der Ablöselänge, die die Scherschicht vertikal auslenkt. Hierbei bewegt sich der Ablöse- bzw. der Wiederanlegepunkt mit niedriger Frequenz, die kleiner als die ST-Frequenz ist. Dieses Phänomen wird als *Flapping* (Eaton und Johnston 1982; Driver et al. 1987; Cherry et al. 1984; Kiya und Sasaki 1983; Kiya et al. 1997) bezeichnet, da die Scherschicht flattert. Die Flapping-Frequenz kann durch das Spektrum der Geschwindigkeit- bzw. der Druckschwankungen identifiziert werden.

Die Existenz des Flapping wird auch in anderen Strömungskonfigurationen mit geschlossenem Ablösegebiet nachgewiesen, wie z.B. an einer ebenen zurückspringenden Stufen (Eaton und Johnston 1982; Driver et al. 1987; Heenan und Morrison 1998; Lee und Sung 2001) oder an einer Schneidenkonfiguration (Hudy et al. 2003) oder an einer ebenen Platte bzw. an einem ebenen Zylinder (Cherry et al. 1984; Kiya und Sasaki 1983; Kiya et al. 1997). In diesen Arbeiten gibt es jedoch keine einheitliche Meinung über die Ursache des Flapping: Eaton und Johnston [1982] vermuten eine momentanes Ungleichgewicht zwischen Entrainment des Fluids und der Rückströmung, die die Scherschicht induziert. Cherry, Hillier, und Latour [1984] vermuten, das Flapping stehe in Zusammenhang mit dem Anwachsen und dem Zusammenfallen der Ablöseblase.

In einer neuen Arbeit vermuteten Hudy, Naguib, und Humphreys-Jr. [2003] dagegen eine absolute Instabilität¹ der Ablöseblase, die das Flapping verursacht. Es gibt jedoch auch Autoren, die das Flapping in ihrer Konfiguration mit geschlossenem Ablösegebiet nicht gefunden haben (Chandrsuda und Bradshaw 1981; Ruderich und Fernholz 1985).

Die Art der Instabilität lässt sich durch eine Definition von Huerre und Monkewitz [1985] bestimmen. Sie untersuchten die Instabilität in einer freien Scherschicht und definieren einen Scherschichtparameter \mathcal{R}

$$\mathcal{R} = \frac{u_1 - u_2}{u_1 + u_2}, \quad (2.8)$$

der konvektiv instabile Strömungen für $\mathcal{R} \leq 1.315$ und absolut instabile für $\mathcal{R} > 1.315$ festlegt. Hierbei sind u_1 bzw. u_2 die Geschwindigkeiten am oberen bzw. unteren Scherschichttrand. Im Anfangsbereich der Scherschicht ist die Geschwindigkeit sehr niedrig, so dass dieser Scherschichtbereich als konvektiv instabil angenommen werden kann. Weiter stromab ist die Instabilität nicht mehr konvektiv instabil, da die Rückströmungsgeschwindigkeit nicht mehr nahe Null ist. Mit Gleichung 2.8 liegt der Beginn der absoluten Instabilität bei einer Rückströmungsgeschwindigkeit von 14% der Maximalgeschwindigkeit vor. Auch Koch [1985] zeigt, dass die Ablöseblase als eine absolute Instabilität anzusehen ist. Hammond und Redekopp [1998] identifizieren eine absolute Instabilität durch lange und flache Ablöseblasen und zeigen eine absolute Instabilität, wenn die Rückströmungsgeschwindigkeit mehr als 30% der Maximalgeschwindigkeit beträgt.

2.2 Wandsensoren zur Messung in der abgelösten Strömung

Durch die Schwankung des Ablöse- bzw. des Wiederanlegepunktes wird die gesamte Ablöseblase instationär. Hierbei ist die Wandschubspannung eine wichtige physikalische Größe zur Beschreibung der dynamischen Phänomene in der abgelösten Strömung. Ein Überblick über die verschiedenen Verfahren zur Messung der Wandschubspannung wird von Winter [1977] gegeben. Um die instationären Phänomene zu beschreiben, benötigt man einen Sensor, der die zeitgemittelte Wandschubspannung und deren Schwankungsanteile erfassen kann. Außerdem muss der Sensor in der Lage sein, die Strömungsrichtung (Vorwärts- und Rückwärtsströmung) zu detektieren.

¹Bei einer *absoluten instabilen* Strömung wird eine kleine Störung zeitlich im gesamten Strömungsfeld ausbreitet, auch stromauf. Eine *konvektiv instabile* Strömung wird eine kleine Störung anfänglich exponentiell angefacht (zeitlich/räumlich) und mit dem Strömungsfeld vom Entstehungsort fortbewegt. Sie klingt wieder ab und hinterlässt am Anregungsort keine Störung. Im Gegensatz zur *absoluten instabilen* Strömung muss zur Aufrechterhaltung der Störung externe Anregung notwendig sein

Die Wandschubspannungsschwankungen können mit Oberflächenheißfilmsensoren gemessen werden (Haselbach 1997). Bei Oberflächenheißfilmsensoren wird die gemessene Wärmeabgabe über die Reynoldsanalogie mit der Wandschubspannung korreliert. Bei dem Heißfilm wird allerdings ein größerer Teil der Wärme an die Wand (Substrate) abgegeben. Dies kann zu einer Reduzierung der Empfindlichkeit des Sensors führen. Die Oberflächendrahtsensoren von Baumann et al. [1999] sind eine neuere Methode, Wandschubspannungsschwankungen zu messen. Der Hitzdraht wird oberflächenbündig über einen schmalen Wandschlitz gespannt. Mit dieser Bauweise ist die Wärmeleitung in die Wand geringer als bei Oberflächenheißfilmsensoren. Dadurch hat der Sensor eine bessere Empfindlichkeit und eine höhere Grenzfrequenz. Sturzebecher et al. [2001] berichten über diesen Sensor zur Messung der gemittelten Wandschubspannung und deren Schwankungen.

Durch zwei parallele Hitzdrähte, die dicht nebeneinander angeordnet sind, kann eine Erweiterung auf Doppel-Oberflächendrahtsensoren erfolgen. Die zwei parallelen Hitzdrähte werden verwendet, um die Strömungsrichtung zu detektieren. Die Richtung kann anhand des Vorzeichenwechsels der Differenzspannung der beiden Sensor bestimmt werden. Ein ähnliches Sensorprinzip wenden Spazzini et al. [2001] an.

2.3 Beeinflussung der Strömungsablösung

Strömungsbeeinflussungen können aktiv oder passiv erfolgen. Der Unterschied zwischen aktiven und passiven Maßnahmen hängt entscheidend von der Energiequelle ab. Bei einer aktiven Maßnahme wird eine externe Energiequelle benötigt und bei einer passiven Maßnahme (z.B. Wirbelgenerator) kommt die Energie aus der Strömung selbst. Einen allgemeinen Überblick über die aktive und passive Beeinflussung der Strömung findet man bei Gad-el-Hak [1991]. Im Rahmen dieser Arbeit wird in diesem Abschnitt als aktive Maßnahme der Strömungsbeeinflussung lediglich die periodische Anregung erläutert.

Der Kernpunkt für die Beeinflussung der Strömungen mit periodischer Anregung ist durch eine Arbeit von Schubauer und Skramstad [1943] dargelegt. Sie haben gezeigt, dass durch die periodische Störung der laminaren Grenzschicht eine Tollmien-Schlichting-Welle getriggert wird. Aufgrund der periodischen Störung wird eine Transition induziert und führt zu einer turbulenten Grenzschicht-Strömung, die weniger empfindlich für eine Ablösung ist. Dadurch kann die Ablösung verzögert werden. Diese Idee wird von Collins und Zelenevitz [1975] zur Steigerung des Auftriebsbeiwertes eines Tragflügels durch akustische Störung realisiert, in dem der gesamte Kanal von Lautsprecher beschallt wird. Aufgrund des größeren Energieaufwandes ist diese externe Methode unpraktisch zur Beeinflussung der Strömungsablösung.

Es ist bekannt, dass der Wendepunkt im Geschwindigkeitsprofil der freien Scherschicht instabil ist, und die resultierende Wendepunktinstabilität bei kleinen Störungen zu großskaligen Wirbelstrukturen führen können, wenn der Anregefrequenz nahe

der Instabilitätsfrequenz der natürlichen freien Scherschicht liegt. Die Existenz dieser großen Strukturen ist in der laminaren freien Scherschicht (Freymuth 1966) bekannt. Nach experimentellen Untersuchungen von Brown und Roshko [1974] sowie Winant und Browand [1974] ist ferner bekannt, dass auch die turbulente freie Scherschicht von großskaligen kohärenten Strukturen dominiert wird. Diese kohärenten Strukturen sind für den Impulsaustausch in der Strömung verantwortlich.

Eine direkte periodische Anregung ist eine sehr effektive Maßnahme zur Beeinflussung der freien Scherschicht. Die Anregung generiert die großskaligen kohärenten Strukturen, besonders wenn die Strömung instabil ist, so dass der Impulsaustausch zwischen dem Fluid in der freien Scherschicht erhöht werden kann. Ho und Huang [1982] sowie Oster und Wygnanski [1982] haben gezeigt, dass die Wirbelpaarungen auch verzögert werden können, wenn die Anregefrequenz größer als die natürliche Frequenz ist. Dies zeigt die Möglichkeiten großskalige Wirbelstrukturen zu manipulieren. Hierbei werden ihre Strukturen vergrößert oder eliminiert. Einen guten Überblick über die Beeinflussung der freien Scherschicht wird von Ho und Huerre [1984] gegeben, eine Übersicht über die Art der Instabilitäten von freier Scherschicht und Wandgrenzschicht von Huerre und Monkewitz [1990].

Das Konzept der direkte Anregung einer freien Scherschicht wurde von Roos und Kegelmann [1986] auf eine ebene zurückspringende Stufe übertragen. Sie benutzten oszillierende Flaps direkt in der abgelösten Scherschicht und zeigten sowohl für laminare als auch turbulente Strömung eine Verkürzung der Ablöseblase. Als Erklärung für diese Phänomene führen sie eine bessere Durchmischung und eine Erhöhung der Reynoldsspannungen an. Eine ähnliche Methode am Tragflügel wurde von Huang, Maestrello, und Bryant [1987] experimentell durchgeführt. Sie benutzten eine interne Anregung, in dem die periodisch akustischen Störungen durch einen Schlitz aus der Oberflächenwand austreten. Aufgrund des niedrigen Energieaufwandes im Vergleich zu externen Methoden ist diese Maßnahme eine effektive Methode zur Beeinflussung der Strömungsablösung und wird bis heute in vielen verschiedenen Strömungskonfigurationen zur Anwendung gebracht, wie z.B. bei einem ebenen Zylinder (Sigurdson 1995; Kiya et al. 1997), bei einer ebenen zurückspringenden Stufe (Chun und Sung 1996), bei einem Diffusor (Obi et al. 1993; Brunn und Nitsche 2002), an einem Tragflügel (Bar-Sever 1989; Hsiao et al. 1990) und an einer Hochauftriebs-Konfiguration (Tinnap und Nitsche 1999).

2.4 Zielsetzung der Arbeit

Ziel der vorliegenden Untersuchungen ist, die instationären Phänomene des natürlichen Strömungszustandes sowie die Beeinflussung der Strömungsablösung an einer generischen Flügelkonfiguration mit druckinduzierter Strömungsablösung und Wiederanlegung zu charakterisieren. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird eine turbulente Strömung untersucht. Die turbulente Strömung hat gegenüber der laminaren Strömung

den Vorteil, dass sie weniger empfindlich für auftretende Ablösung ist. Bei einer Strömung mit niedriger Reynoldszahl wird ein Turbulatorstreifen eingesetzt, um die laminare Ablöseblase zu verhindern.

Zu Beginn der Arbeit existierten zwei Untersuchungen mit ähnlichen Strömungskonfigurationen (Song et al. 2000; Wasistho und Squires 2001) und ein Arbeit mit gleichen Konfiguration (Petz 2001). Die experimentellen Arbeiten von Song, DeGraaff und Eaton [2000] beschäftigen sich mit dem zeitlichen Mittelwert des Strömungsfeldes des natürlichen Strömungszustandes, während Wasistho und Squires [2001] numerische Untersuchungen validieren. Die Arbeit von Petz [2001] beschreibt die Konstruktion der Konfiguration und diskutiert die dynamischen Phänomene durch Messungen der instationären Drücke bei natürlichem Strömungszustand.

In dieser Arbeit werden sowohl das zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfeld als auch das Strömungsfeld einschließlich der Beeinflussung der Strömung untersucht. Durch Untersuchungen der instationären Phänomene des natürlichen Strömungszustandes können mögliche Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Regionen in der Strömung studiert werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit diente eine Konfiguration aus ebener Platte, einem Profil NACA-4412 sowie einer Wiederanlegeplatte als Versuchsmodell. Der Profilanstellwinkel kann beliebig variiert werden, so dass sein Einfluss auf Ablösung und Wiederanlegung sowie den Impulsaustausch zwischen Rezirkulationsgebiet und Kernströmung parametrisch untersucht werden kann.

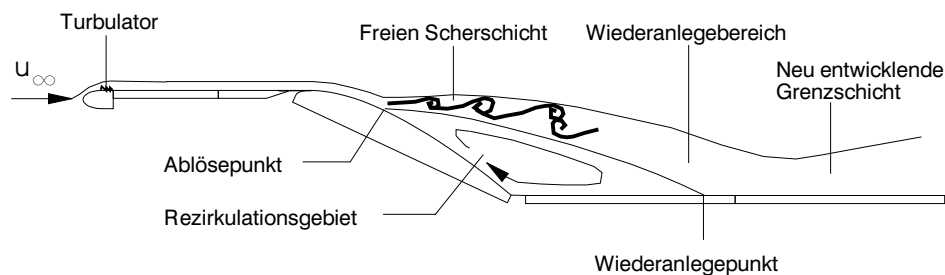


Bild 2.1: Schematische Darstellung des Strömungsfeldes der Strömungsbildung mit Wiederanlegung

Bild 2.1 zeigt den schematischen Verlauf des Strömungsfeldes auf der generischen Konfiguration mit Strömungsbildung und Wiederanlegung. Die ankommende laminare Grenzschicht wird durch einen Turbulator zu einer fixierten Transition gezwungen. Die transitionale (turbulente) Grenzschicht entwickelt sich entlang der ebenen Platte zu einer turbulenten Grenzschicht. Diese folgt der Profilkontur und löst im Bereich eines starken positiven Druckgradienten ab. Es bildet sich eine abgelöste Scherschicht (Mischungsschicht) zwischen Rezirkulationsgebiet und Außenströmung aus. Die abgelöste Scherschicht wird durch die bewegten großskaligen Strukturen und deren Aufrollen charakterisiert. Der Aufrollprozess führt bei Paarungen der Strukturen zu

größer werdenden Wirbeln. Gleichzeitig brechen diese Strukturen in Spannweitenrichtung auf und werden dreidimensional. Im Wiederanlegebereich wird eine druckinduzierte Rückströmung erzeugt, die zum Impulsaustausch zwischen Rezirkulationsgebiet und der Scherschicht führt. Stromab vom Wiederanlegepunkt bildet sich wieder eine Wandgrenzschicht aus.

Jede Erhöhung des Impulsaustausches in der Scherschicht führt zur Verkürzung der mittleren Länge der Ablöseblase. In dieser Arbeit wird die Maximierung des Impulsaustausches durch aktive Beeinflussung der Strömung mittels periodischem Ausblasen und Einsaugen erreicht, indem eine optimale Vermischung der kleinskaligen Wirbelstrukturen erfolgt. Wenn die durch die periodischen Störungen generierten Wirbel den Frequenzbereich der kleinskaligen Wirbelstrukturen anregen, rollt sich die abgelöste Scherschicht in kleinskaligen Wirbel auf. Das heißt, dass die periodischen Störungen die groß- und kleinskalige Wirbelstrukturen durch den Receptivitätprozess steuern können. Die generierten Wirbelstrukturen führen hierbei generell zur Erhöhung des Impulsaustausches in der Scherschicht.

In der vorliegenden Arbeit werden die natürliche sowie die angeregte Strömung an der generischen Flügelkonfiguration durch Vermessung des Geschwindigkeitsfeldes, der Druckbeiwertverteilung sowie der Wandschubspannung detailliert untersucht. Außerdem wird das instationäre Verhalten durch Messungen mit instationären Drucksensoren und mittels Doppel-Oberflächenhitzdrahtsensoren analysiert.

3.1 Windkanal

Die Experimente wurden am Freistrahwindkanal (Bild 3.1) des Instituts für Luft- und Raumfahrt an der TU-Berlin durchgeführt. Die Strömung wird durch einen Radialventilator erzeugt. Der Antrieb erfolgt über einen 6 kW Gleichstrommotor.

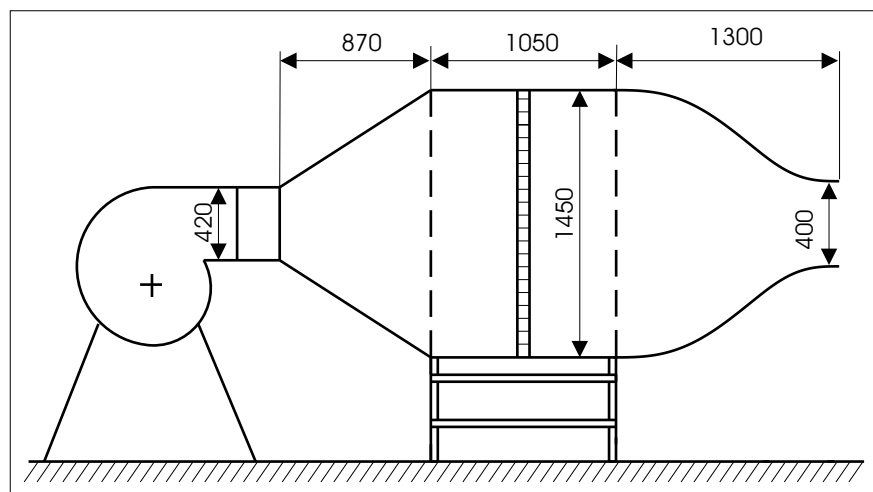


Bild 3.1: Freistrahkanal des ILR (Abmessungen in mm)

Der Ventilator besitzt sechs rückwärts gekrümmte Schaufeln und das Gebläse ist über einen Weitwinkeldiffusor mit der Beruhigungskammer verbunden. Hinter der Beruhigungskammer, die am Anfang und Ende mit zwei feinen Sieben sowie einer Filtermatte als Gleichrichter ausgerüstet ist, befindet sich die Düse. Die Düse hatte ursprünglich einen Austrittsquerschnitt von $400 \times 300\text{ mm}$. Die Messstrecke, die in den vorliegenden Untersuchungen verwendet wurde, hat einen Querschnitt von $400 \times 600\text{ mm}$, so dass eine neue Düse gefertigt werden musste. Diese Düsenkontur wurde nach TsAGI

(Byrkin et al. 1996) ausgelegt und gebaut. Mit einer Düsenkontraktion von 6:1 wird eine maximale Anströmungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt von 13 m/s erreicht, der maximale Turbulenzgrad liegt bei $Tu = 1\%$.

3.2 Versuchsmodell und Messstrecke

Das Versuchsmodell und die Messstrecke sind schon in einer Arbeit von Petz [2001] beschrieben worden. An dem Modell mussten allerdings einige notwendige Veränderungen vorgenommen werden. Der prinzipielle Aufbau der Messstrecke und des Versuchsmodells mit druckinduzierter Strömungsablösung und Wiederanlegung ist in Bild 3.2 dargestellt. Die Messstrecke hat eine Länge von 1840 mm und einen Eintrittsquerschnitt von $400 \times 600 \text{ mm}$ bzw. Austrittsquerschnitt von $585 \times 600 \text{ mm}$.

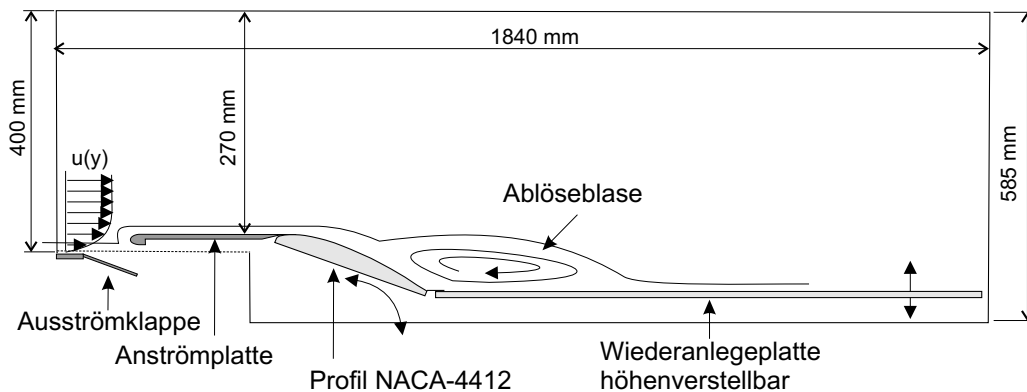


Bild 3.2: Versuchsmodell

Die ankommende Düsen Grenzschicht wird kurz vor der Anströmplatte mittels einer Ausströmklappe abgespalten. Eine neue turbulente Grenzschichtströmung bildet sich hierdurch aus. Die Strömung folgt der Profilkontur mit Geschwindigkeitsabnahme und löst wegen des starken positiven Druckgradienten ab, danach legt sich die Strömung wieder an und bildet ein geschlossenes Ablösegebiet.

Die Strömungsablösung wird in diesem Fall durch den Druckanstieg verursacht. Der Druckgradient kann variiert werden, in dem der Profilwinkel in einem Bereich von $5 - 35^\circ$ verstellt wird. An der Profilhinterkante schließt sich eine 1 mm dicke Übergangsklappe und die Wiederanlegeplatte an. Die Wiederanlegeplatte ist höhenverstellbar und kann mit dem Profilwinkel entsprechend angepasst werden.

Um den Staupunkt an der Nase zu kontrollieren, wurde am Düsenaustritt zusätzlichen eine Ausströmklappe montiert. Bild 3.3 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer Ausströmklappe. Als Verstellmechanismus sind zwei 4-Gelenk-Getriebe mit einem Servomotor an der Klappenunterseite befestigt. Zur Bestimmung des Anströmwinkels sind an der Nase drei Druckbohrungen integriert.

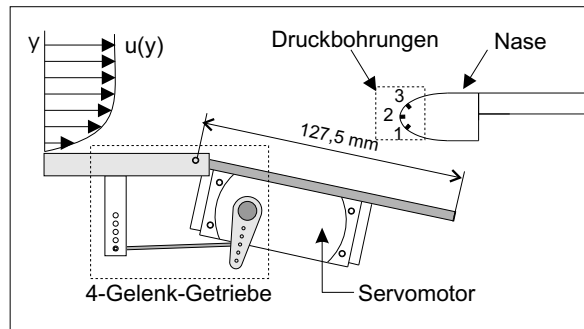


Bild 3.3: Prinzipskizze zur Kontrolle des Staupunktes der Anströmplatte (Schmidt 2002)

Das eigentliche Versuchsmodell besteht aus drei verschiedenen Komponenten: der Anströmplatte, dem Profil und der Wiederanlegeplatte. Diese werden nachfolgend erläutert.

Die Anströmplatte (siehe Bild 3.4) besteht aus einer elliptischen Nase (Seitenverhältnis 1:2), zwei ebenen Plattensegmenten, die mit insgesamt 14 Druckbohrungen ausgerüstet sind, und einer 0,5 mm dicken Übergangsklappe, die als Verbindung zu dem Profil dient. Die Gesamtlänge und -breite der Anströmplatte betragen 288 mm bzw. 600 mm. Das vereinbarte Koordinatensystem hat seinen Ursprung am Beginn der Anströmplatte in der Kanalmitte gemäß Bild 3.4. Die x-Koordinate gibt den Abstand in der Strömungsrichtung, die y-Koordinate den Abstand vom Modell zur Messtreckendecke und die z-Koordinate den Abstand zur Kanalmitte in Spannweitenrichtung an.

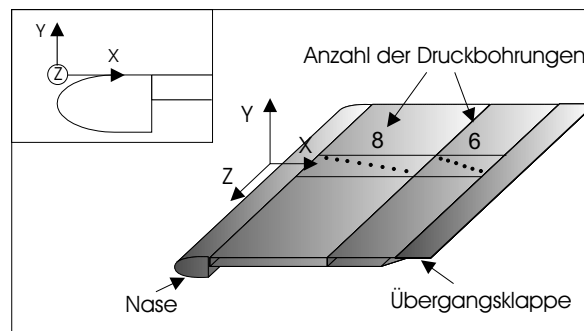


Bild 3.4: Prinzipieller Aufbau der Anströmplatte

Das Profil (300 mm Tiefe, 600 mm Breite) besitzt eine NACA 4412 Profilkontur. In der Mitte des Profils ist eine Platte in Spannweitenrichtung platziert. Diese Platte ist für den Einbau der Aktuatoren zur Beeinflussung der Strömungsablösung nötig. Das Profil ist ferner mit einem Sensoreinsatz hinter dem Schlitz sowie 24 Druckbohrungen (8 Bohrungen vor dem Schlitz und 16 Bohrungen hinter dem Schlitz) versehen (siehe Bild 3.5).

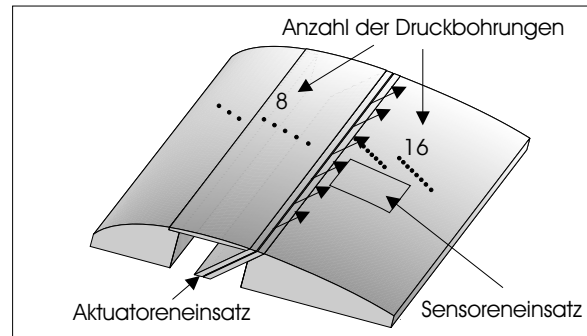


Bild 3.5: NACA 4412 Profil

Die Wiederanlegeplatte besteht aus 4 austauschbaren ebenen Platten (265 mm Länge je Platte entspricht 1060 mm Gesamtlänge). Die Platten sind entweder mit 16 oder 8 Druckbohrungen ausgerüstet. Unabhängig vom Profilwinkel ist die Wiederanlegeplatte höhenverstellbar.

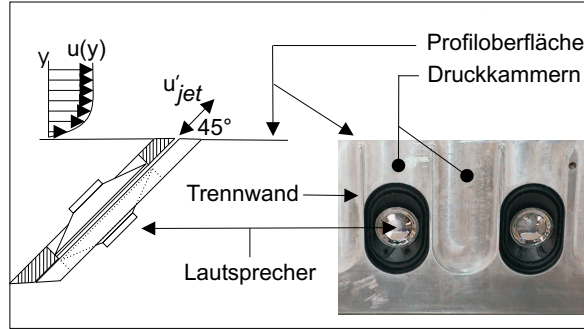
3.3 Anregungstechnik

Die Beeinflussung der Ablösung oder der Scherschichtinstabilitäten erfolgt durch periodisches Ausblasen und Einsaugen mit Hilfe eines Schlitz-Aktuator-Systems. Dieses System wird in Spannweitenrichtung unterhalb der Profilmitte unter einem Winkel von 45° zur Anströmrichtung eingebracht.

3.3.1 Anregemechanismus

Der Anregemechanismus besteht aus einem 0.5 mm schmalen Schlitz, der in 20 Druckkammern (0.5 mm Dicke, 47 mm Hoch, 22.7 mm Breite) unterteilt ist. Um Phasenüberlagerungen zu verhindern, wurden zwischen den Druckkammern 1 mm breite Trennwände vorgesehen. Die Trennwände dienen zur Trennung der periodischen Strahlggeschwindigkeit aus jedem Lautsprecher. Das Aufbauprinzip des Anregemechanismus ist in Bild 3.6 dargestellt.

Zur Generierung periodischer Störgeschwindigkeiten am Anregeschlitz (Ausblasen bzw. Einsaugen) wurden 16 Miniatur-Lautsprecher vom Typ LSM S30K (Fa. Bürklin) verwendet, so dass 16 Druckkammern genutzt wurden. Dies entspricht einer Breite von 380 mm in Spannweitenrichtung (63% der Modellgesamtbreite). Der verwendete Lautsprecher besitzt laut Hersteller einen elektrischen Widerstand von 8Ω und eine Leistung von 2 Watt, so dass insgesamt 32 Watt Leistung erzeugt werden können. Beim Betrieb werden die Lautsprecher an einen 8-kanaligen Verstärker angeschlossen. Pro Kanal werden zwei Lautsprecher in einer Parallel-Schaltung verbunden. Der Effektivwert der elektrischen Leistung in diesen Schaltungen wird auf 4 Watt begrenzt, so dass eine Überlastung der Lautsprecher ausgeschlossen wird. Der Effektiv-

**Bild 3.6:** Aufbau des Aktuatorschlitzes

wert der elektrischen Leistung $P'_{el,rms}$ kann gemessen werden, in dem der Effektivwert der Wechselspannung U'_{rms} am Leistungsverstärker und des Stromes I'_{rms} der Lautsprecher multipliziert wird,

$$P'_{el,rms} = U'_{rms} I'_{rms} \cos(\phi) \quad (3.1)$$

wobei ein Phasenversatz von $\cos(\phi) = 1$ eingesetzt wird. Dieses dient zum Schutz des Aktuators.

3.3.2 Definition der Anregeparameter

Die resultierende Störgeschwindigkeit am Schlitz u_{jet} bei sinusförmiger Anregung kann mit folgender Gleichung beschrieben werden:

$$u_{jet} = u_{jet,max} \sin(2\pi ft + \phi) \quad (3.2)$$

$u_{jet,max}$ ist die Amplitude der Störgeschwindigkeit, f die Anregfrequenz, und ϕ bzw. t Phase und Zeit. Die ersten beiden Größe ($u_{jet,max}$ und f) sind als variable Parameter für die Anregung charakteristisch. Als Maß für die Intensität der Anregung dient der Effektivwert der Schwankungsgröße der Störgeschwindigkeit am Schlitz $u'_{jet,rms}$

$$u'_{jet,rms} = \frac{1}{\sqrt{2}} u_{jet,max} \quad (3.3)$$

und wird in einem dimensionslosen Impulsbeiwert c_μ dargestellt

$$c_\mu = 2 \frac{H}{c} \left(\frac{u'_{jet,rms}}{u_\infty} \right)^2, \quad (3.4)$$

wobei H die Breite des Anregeschlitzes, c die Profiltiefe und u_∞ die Anströmgeschwindigkeit ist. Die Anregfrequenz f kann auch dimensionslos als Strouhalzahl St wie folgt definiert werden

$$St = \frac{f l_{char}}{u_\infty}, \quad (3.5)$$

wobei l_{char} eine charakteristische Länge, z.B. die Profiltiefe, ist.

3.3.3 Kalibration der Anregung

Die Kalibration der Anregeintensität c_μ ist nötig, um ein quantitatives Maß für die Anregung zu erhalten. Hierbei wurde die resultierende Störgeschwindigkeit u_{jet} am Schlitz für den Frequenzbereich zwischen 50 bis 400 Hz kalibriert. Die maximale Störgeschwindigkeit $u_{jet,max}$ wurde mit Hilfe einer Hitzdrahtsonde in unmittelbarer Nähe des Anregeschlitzes gemessen. Außerdem wurden die generierten Druckschwankungen p' im Aktuator mit einem piezoresistiven Druckaufnehmer erfasst. So ergibt sich ein Zusammenhang zwischen den Druckschwankungen p' im Aktuator und der jeweiligen aktuellen Anregeintensität c_μ für verschiedene Anrefrequenzen.

Bild 3.7 zeigt exemplarisch die resultierende Störgeschwindigkeit bei einer sinusförmigen Anrefrequenz von $f = 200\text{ Hz}$. Anhand des Bildteils 3.7(a) kann die periodische Anregung in Ausblasen und Einsaugen unterteilt werden. In der Einsaugphase ist die Geschwindigkeit positiv, obwohl sie physikalisch negativ ist. Dies lässt sich dadurch erklären, dass negative Geschwindigkeiten mit dem Hitzdraht nicht erfasst werden können.

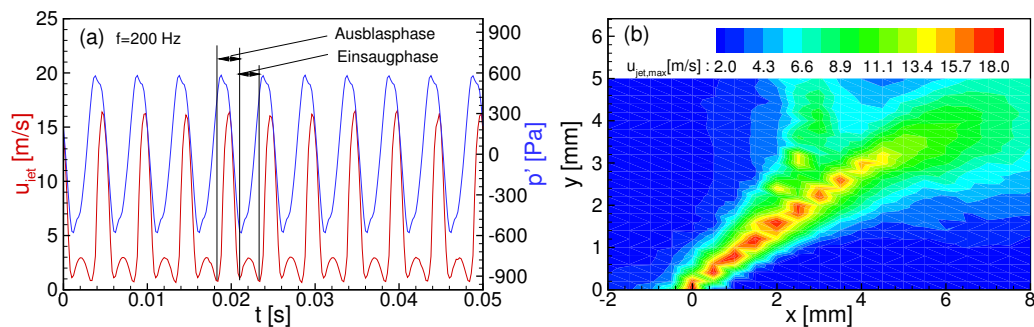


Bild 3.7: Momentanwert der Störgeschwindigkeit ca. 0.5 mm über dem Schlitz. (a) Zeitschrieb der Störgeschwindigkeit und Druckschwankungen, (b) Konturplot der maximalen Störgeschwindigkeit

Man erkennt auch, dass die Amplitude der Störgeschwindigkeit in den Ausblasephasen höher ist als in den Einsaugphasen. Aufgrund des Kontinuitätsprinzips müssen in den Druckkammern gleiche Ausblas- und Einsaugphasen vorliegen (bzgl. u_{jet}), wie im Zeitschrieb der Druckschwankungen p' zu sehen ist. In einem kurzen Abstand über dem Schlitz (0.5 mm) sind die Geschwindigkeitsverteilungen der beiden Phasen nicht gleich. Anhand des Bildteils 3.7(b) kann man erkennen, dass die Geschwindigkeitsverteilung in den Ausblasephasen eine bestimmte Richtung (Jet) aufweist. In den Einsaugphasen sind die Verteilungen der Geschwindigkeit jedoch nicht in eine bestimmte Richtung ausgerichtet. Der Hitzdraht erfasst somit kleinere Amplituden als in den Ausblasephasen.

Bild 3.8 zeigt den Kalibrationzusammenhang zwischen der aktuellen Anregeintensität c_μ und der generierten effektiven Druckschwankungen p'_{rms} im Aktuator für verschiedenen Anrefrequenzen. Die c_μ - p'_{rms} -Verläufe können durch Geradenfunktionen ange-

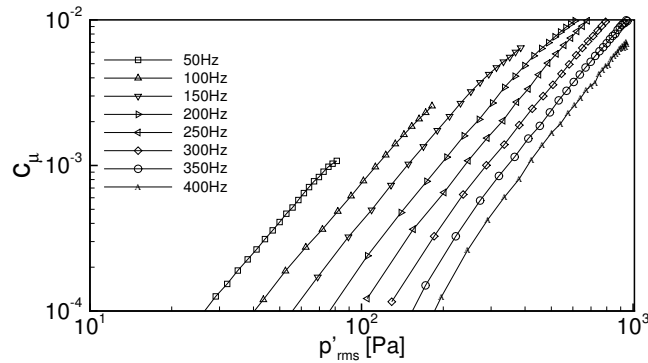


Bild 3.8: Kalibration der Druckschwankungen im Aktuator und Anregeintensität für verschiedene Frequenzen

nähert werden. Mit diesen Funktionen können die aktuellen Anregeintensitäten für die Effektivwerte der Druckschwankungen berechnet werden.

3.4 Geschwindigkeitsmessungen

Die Bestimmung der Anströmungsgeschwindigkeit u_∞ erfolgte mit Hilfe eines Prandtlrohrs von 3mm Durchmesser. Der gemessene dynamische Druck q am Prandtlrohr wird mit einem nachgeschalteten Drucktransmitter vom Typ KAL84 (Messbereich: 0 – 1 kPa) aufgenommen und mit Berücksichtigung der aktuellen Temperatur T und dem Umgebungsdruck p_{umg} bestimmt.

$$u_\infty = \sqrt{\frac{2q}{\rho}} \quad (3.6)$$

3.4.1 Hitzdrahtmesstechnik für Geschwindigkeitsprofile

Für die Grenzschichtprofilmessungen kommt eine konventionelle Hitzdrahtsonde zum Einsatz. Es handelt sich hierbei um eine Eindrahtsonde mit gekröpften Zinken und einem Drahtdurchmesser von 5 μm . Die Sonde wird mit einem Konstant-Temperatur-Anemometer (CTA) vom Typ TSI betrieben. Das Hitzdrahtsignal wird mit Hilfe eines 16-Kanal A/D-Wandlers mit einer 12-bit Signalaufösung digitalisiert. Der A/D-Wandler ist eine Erweiterungskarte vom Typ ME3000-PCI (Fa. Meilhaus). Im unbeeinflussten Grenzschichtzustand wurden die Hitzdrahtsignale mit 5000 *Samples* aufgenommen und mit einer Frequenz von 5 kHz abgetastet. Beim beeinflussten Grenzschichtzustand wurde die Abtastrate so ausgewählt, dass die Abtastfrequenz um einen Faktor 20 größer ist als die Anrefrequenz f . So ergibt sich eine Abtastfrequenz f_{abt} von

$$f_{abt} = 20 f \quad (3.7)$$

Zur Kalibration wird die Sonde neben dem Prandtlrohr positioniert. Das Prandtlrohr dient als Referenz zur Erfassung der Anströmungsgeschwindigkeit. Die Kalibrierung erfolgte durch 20 Geschwindigkeitstufen. Die ermittelten Spannungsverläufe der Hitzdrahtsonde E wurden durch ein Polynom dritten Grades angenähert.

$$u = \sum_{i=0}^{i=3} c_i E^i \quad (3.8)$$

Die Sondenpositionierung erfolgte mittels einer geeigneten Travesiervorrichtung. Eine Travesierung konnte sowohl in der x-y-Ebene, als auch in der y-z-Ebene erfolgen.

3.5 Druckmessungen

Alle statischen Drücke wurden mit Hilfe von Wandbohrungen mit 0.5 mm Durchmesser gemessen. Die Wandbohrungen sind über dünne Schläuche mit einem 46-Kanal Scanivalve-Messstellenumschalter verbunden. Mit Hilfe eines Drucktransmitters vom Typ KAL84 (Messbereich: 0 – 1 kPa) wird jeder einzelne statische Wanddruck aufgenommen. Um möglichst genaue Messungen von Wanddrücken zu erhalten, wurden gleiche Schlauchlängen verwendet. Wegen der relativ kleinen Anströmungsgeschwindigkeit sowie der größeren Schlauchlängen zwischen Druckbohrung und Druckaufnehmer, muss zur Messung des Wanddruckes eine gewisse Zeit nach jedem Umschalten auf die nächste Druckbohrung gewartet werden, bis das Druckniveau ein konstanten Wert erreicht. Dieses Zeitintervall betrug 6 Sekunden. Mit 2 Sekunden Messzeit pro Wanddruck ergibt sich für 46 Druckbohrungen insgesamt eine Messzeit von 6 Minuten.

Für instationäre Druckmessungen wurde ein Miniatur-Druckaufnehmer vom Typ 'Honeywell Control Systems, 24PCAF1D' (s. Bild 3.9) eingesetzt. Bei dem verwendeten Drucksensor handelt sich hier um einen unkompensierten, piezoresistiven Miniatur-Druckaufnehmer mit einer integrierten Wheatston-Brücke. Der Sensor hat einen Messbereich von $\pm 0.5 \text{ psi}$ ($\pm 3.4 \text{ kPa}$) bei einer oberen Grenzfrequenz von $f_g \simeq 1 \text{ kHz}$. Mit verwendetem Drucksensor ermöglicht sowohl zeitgemittelte Druckmessungen als auch die Erfassung der Druckschwankungsanteile. Für die Messung von Druckschwankungsgrößen ist der Sensor gut geeignet. Da der Sensor nicht temperaturstabilisiert, muss bei der Messung der gemittelten Drücke die Temperaturabhängigkeit berücksichtigt werden.

3.6 Wandschubspannungsmessungen

Die Wandschubspannung ist für die durchgeführten Untersuchungen eine wichtige Größe, da sie die Grenzschichtentwicklung gut beschreibt. In den vorliegenden Untersuchungen werden primär Oberflächenhitzdrähte in Form von Einzelsensoren bzw.

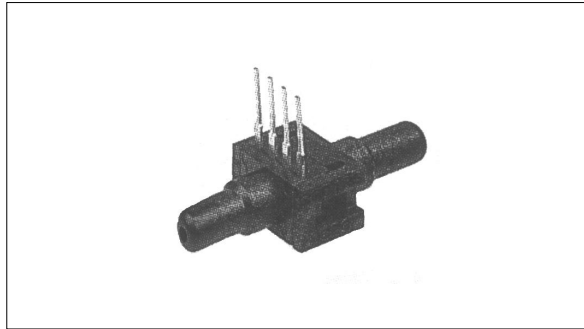


Bild 3.9: Eingesetzte piezoresistiven Druckaufnehmer vom Typ 'Honeywell Control Systems, 24PCAFA1D'

als Arrays eingesetzt, die mit der Computerunterstützte Prestonrohr-Methode (CPM3) (Nitsche et al. 1983) kalibriert wurden.

3.6.1 Doppel-Oberflächenhitzdraht

Mit Hilfe eines Doppel-Oberflächenhitzdrahtes ist es im kalibrierten Zustand möglich nicht nur die Wandschubspannung (gemittelte- und Schwankungenanteile) sondern auch die Richtung der Strömung (Vorwärts- und Rückwärtsrichtung) zu erfassen. Das Konzept des Doppel-Oberflächenhitzdrahtes wurde von den Oberflächenhitzdrahten von Baumann, Sturzebecher, und Nitsche [1999] abgeleitet. Der Sensor besitzt statt eines Drahtes zwei parallel angeordnete Drähte (Wolframdraht, $5\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser), die in einem Abstand von 0.2 mm über einen schmalen Schlitz quer zur Strömungsrichtung gespannt und geschweißt sind, um die Strömungsrichtung detektieren zu können.

Im Betrieb werden die beiden Drähte im Konstant-Temperatur-Anemometrie (CTA) auf eine konstante Übertemperatur ($T_s > T_f$) aufgeheizt. Die an die Strömung konvektiv abgegebene Wärme kann mit der Wandschubspannung korreliert werden. Bei Strömung wird einer der beiden Drähte durch den thermischen Nachlauf des davor liegenden Hitzdrahtes stark aufgeheizt, so dass dessen Spannung geringer ist. Die Strömungsrichtung kann anhand des Vorzeichens der Differenzspannung bestimmt werden.

Bild 3.10 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Doppel-Oberflächenhitzdrahtes. Ein kupferbeschichtetes Platinmaterial (*PCB-Printed Circuit Board*) mit einer Kupferschichtdicke von $35\text{ }\mu\text{m}$ kommt als Substrat zum Einsatz. Mit einer Gesamtdicke von ca. 0.5 mm kann der Sensor auf einer wandbündigen Oberfläche gut platziert werden. Die Schlitzte längs und quer zur Strömungsrichtung dienen zur Trennung der Kontakte zwischen den beiden Sensoren. Diese können verspachtelt werden, um die Oberflächenrauigkeiten zu vermeiden.

In den vorliegenden Untersuchungen wurde ein Doppel-Oberflächenhitzdrahtarray zur Erfassung der Geschwindigkeitsschwankungen (Wandschubspannungsschwankungen)

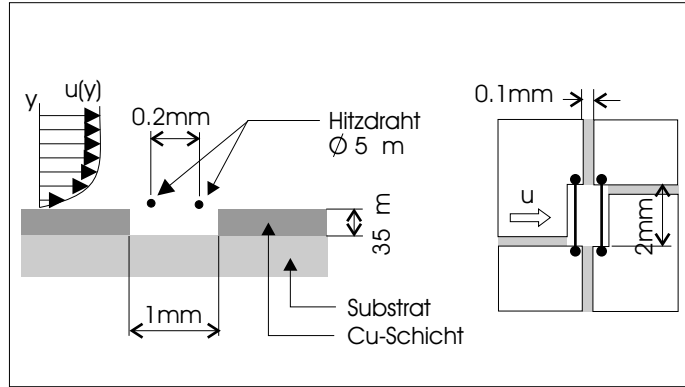


Bild 3.10: Prinzip des Doppel-Oberflächenhitzdrahtes

an der Wand genutzt. Ein Array mit 8 Sensorpaaren (entspricht 16 einzelnen Sensoren) wurde entworfen und gebaut. Der paarweise Sensorabstand beträgt 10 mm wodurch eine ausreichend hohe flächige Datenerfassung realisiert werden kann. Zum Betrieb wird das Sensorarray mit einem ILR-Mehrkanal-Hitzdrahtanemometer betrieben. Beim Einzelsensor-Abgleich werden die Drähte möglichst auf eine gleiche Spannung eingestellt, so dass die Strömungsrichtung online beobachtet werden kann. Dies erfolgt durch individuelle Variation der Überhitzungsverhältnisse der Sensoren.

Kalibration des Sensors

Die Kalibration des Sensors ist nötig, um die Wandschubspannung quantitativ zu bestimmen. Hierbei wird der Sensor an einer ebenen Platte positioniert. Neben dem Sensor sind eine CPM3-Sonde sowie eine statische Druckbohrung ($0,5\text{ mm}$ Durchmesser) platziert. Hier dient das CMP3-Verfahren als Referenz für die Messung der Wandschubspannung. Der Sensor wird durch die Konstant-Temperatur-Anemometrie (CTA~*Constant Temperature Anemometer*) bei einem Überhitzungsverhältnis von $T_S/T_F = 1,7$ betrieben. Die Kalibration erfolgt in der Vorwärts- und Rückwärtsströmung (Sensor um 180° gedreht). Bei der Kalibration wird die Anströmgeschwindigkeit zwischen $4\text{ m/s} < u_\infty < 17\text{ m/s}$ variiert. Die gemessenen Signale werden mit einer Abtastrate von 2^{13} Hz und 2^{13} Samples aufgenommen und mit Hilfe eines 12-Bit A/D-Wandlers digitalisiert. Die Wandschubspannung, hier mit Hilfe des CPM3-Verfahrens gemessen, wird mit der mittleren Sensorspannung korreliert,

$$\tau_w \sim F(E_i - E_{0,i}); i = 1, 2 \quad (3.9)$$

wobei Index i die Anzahl der Sensoren, E_i die Sensorspannung bzw. $E_{0,i}$ der Spannungsoffset ist. Bild 3.11 zeigt den Zusammenhang zwischen der Sensorspannung und der Wandschubspannung τ_w .

Die Fehler der gemessenen Wandschubspannung zwischen Vorwärts- und Rückwärtsrichtung liegen unter 5%. Dies zeigt, dass die Bestimmung der Wandschubspannung

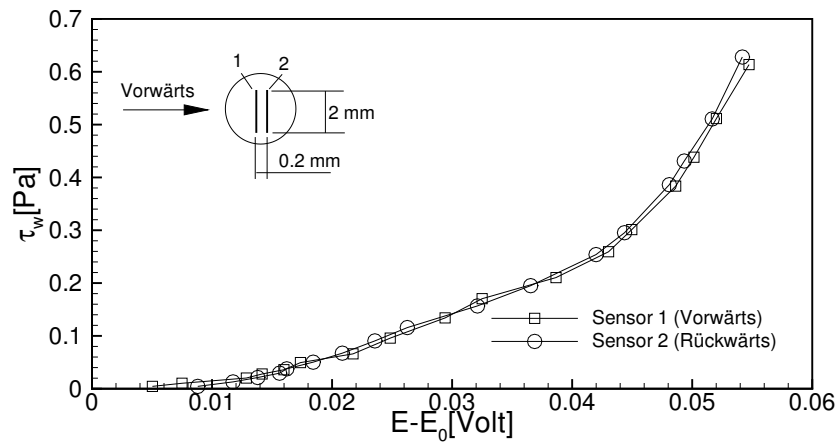


Bild 3.11: Kalibration eines Doppel-Oberflächenheizdrahtes bei Vorwärts- und Rückwärtsanströmung

unabhängig von der Strömungsrichtung möglich ist. Die Strömungsrichtung kann anhand der Differenzspannung zwischen den beiden Sensorsignalen detektiert werden (Bild 3.12).

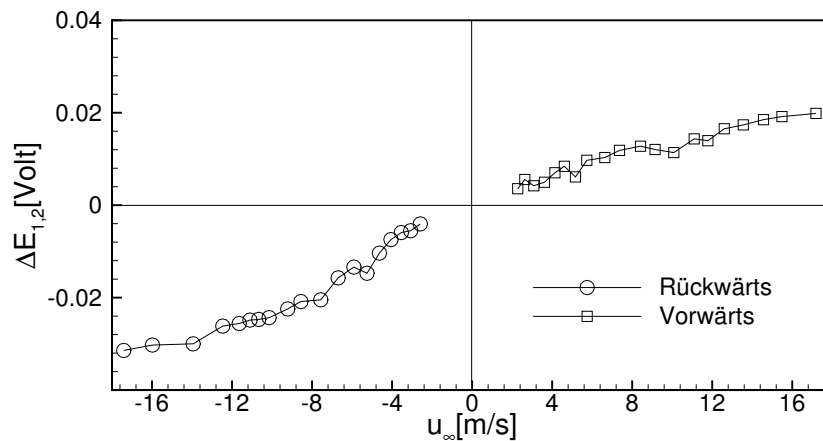


Bild 3.12: Differenzspannung eines Doppel-Oberflächenheizdrahtes bei Vorwärts- und Rückwärtsanströmung

Die Signaldifferenz des Sensorpaares $\Delta E_{1,2}$ ist folgendermaßen definiert

$$\Delta E_{1,2} = (E_1 - E_{0,1}) - (E_2 - E_{0,2}) \quad (3.10)$$

Um die Fehlausrichtung des Sensors zu charakterisieren, wird der Sensor auf einer ebenen Platte in 15° -Schritten gedreht. Die Anströmungsgeschwindigkeit liegt bei dieser

Untersuchung bei $u_\infty = 10 \text{ m/s}$. Die Winkelabhängigkeit der gemessenen Wandschubspannung bezogen auf den Winkel $\tau_{\beta=0}$ ist in Bild 3.13 dargestellt.

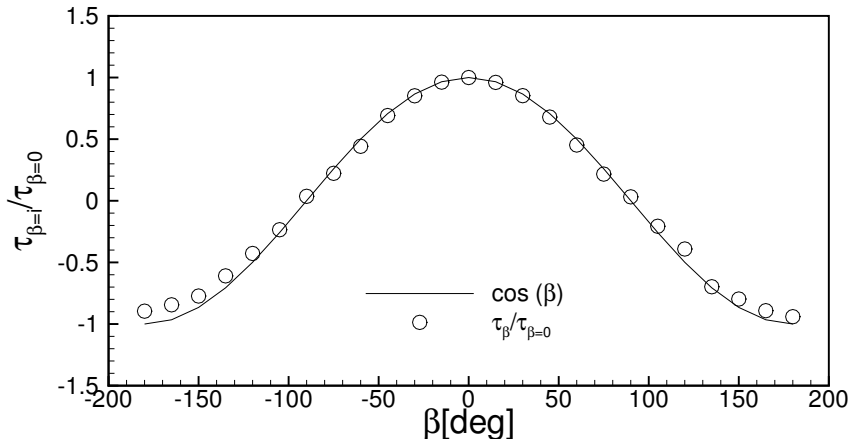


Bild 3.13: Winkelcharakteristik des Doppel-Oberflächenhitdrahtes bei einer Geschwindigkeit von $u_\infty = 10 \text{ m/s}$

Die gemessene Wandschubspannung zeigt eine gute Übereinstimmung mit der bekannten Cosinus-Beziehung im Bereich $-15^\circ < \beta < +15^\circ$, wobei die Fehler unter 2% liegen.

Frequenz- und Zeitantwort des Sensors

Zur Messungen von Frequenz- und Zeitantwort wird der Sensor auf einer ebenen Platte oszilliert. Bild 3.14a zeigt den Messaufbau für diese Messungen. Der Sensor wird in der Mitte einer ebenen Platte positioniert und zur Auslenkung mit einem Shaker verbunden. Der Shaker erlaubt eine Maximalfrequenz von 10 kHz . Die maximale Amplitude der Schwingung hängt dabei von dem Gewicht der Platte ab. Die Zeitantwort des Sensors als exemplarisches Beispiel von $f = 20 \text{ Hz}$ ist in Bild 3.14b dargestellt.

Die Sensorsignale der beiden Sensoren zeigen eine zu erwartende Wechselspannung zwischen positiver und negativer Sensorspannung. Durch den Abstand zwischen den Sensoren wird ein Zeitversatz der Sensorspannung erzeugt. Die Differenzspannung der beiden Sensor $E_1 - E_2$ weisen eine Symmetrie im Spannungsverlauf auf. Dies zeigt, dass der Sensor für die Detektion der Vorwärts- und der Rückwärtsströmung geeignet ist.

Die Frequenzantwort des Sensors ist in Bild 3.15 dargestellt. Man kann erkennen, dass der Sensor die gleiche Shakersfrequenz antwortet. Die obere Grenzfrequenz kann mit diesen Untersuchungen nicht bestimmt werden, da der Shaker bei höherer Frequenz nicht in der Lage ist, eine ausreichende Amplitude zu erzeugen. Durch Vermessung des u' -Frequenzgang des Sensors mittels Sinus-Schlepp-Verfahren kann die Grenzfrequenz

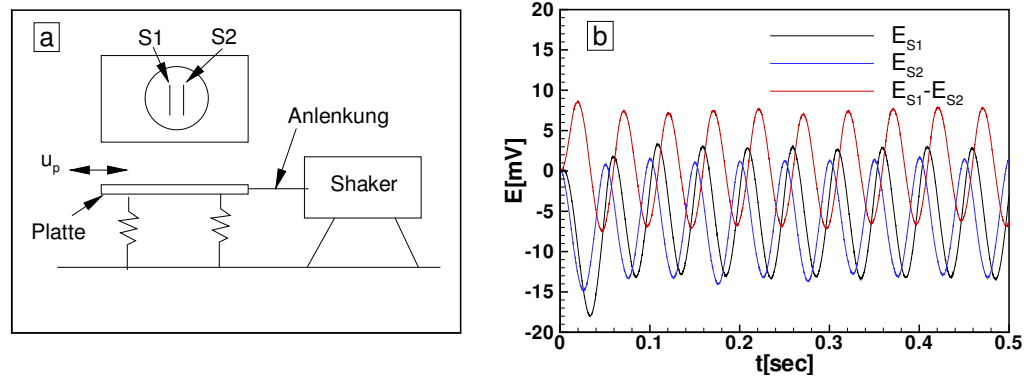


Bild 3.14: Messungen in der oszillierenden Platte (a). Messaufbau (b). Zeitantwort des Sensors

quenz des Sensor bestimmt werden. Bild 3.16 zeigt das Ergebnis dieser Untersuchungen.

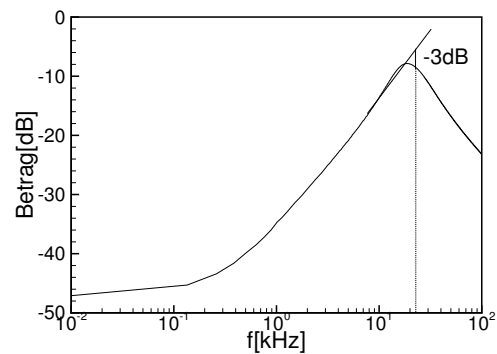
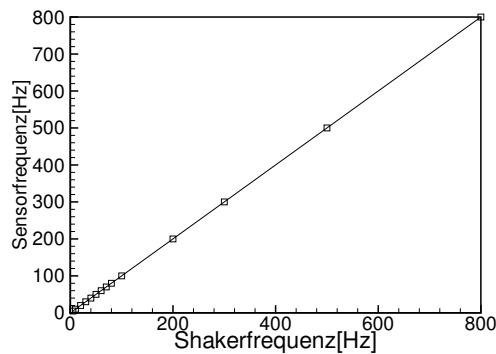


Bild 3.15: Frequenzantwort des Sensors **Bild 3.16:** u' -Frequenzgang des Sensors

Die obere Grenzfrequenz, die mit dem -3 dB Abfall bestimmt werden kann, liegt bei ca. $f_g \simeq 23 \text{ kHz}$. Dieses Ergebnis zeigt, dass der Sensor für die turbulente Strömung mit Hochfrequenzanteil geeignet ist.

3.6.2 CPM3

Das CPM3-Messverfahren basiert auf dem Prestonrohrverfahren (Preston 1954). Hierbei wird der ermittelte Staudruck q mit der lokalen Wandschubspannung über das klassische Wandgesetz korreliert. Im Vergleich zu dem klassischen Prestonrohrverfahren nutzt das CPM3-Verfahren (Nitsche et al. 1983) drei Röhrchen mit unterschiedlichen Außendurchmessern ($d_1 < d_2 < d_3$). Die drei Druckröhrchen werden wandbündig auf der Oberfläche positioniert. Die Bestimmung der lokalen Wandschubspannung erfolgt über einen Iterationprozess unter Verwendung des erweiterten Wandgesetzes von

Szablewski [1969], aufbauend auf van Driest [1956]

$$u^+ = \int_0^{y^+} \frac{2(1 + p^+ y^+) dy^+}{1 + [1 + 4(K_1 y^+)^2 (1 + p^+ y^+) (1 - e^{-y^+ \sqrt{1 + p^+ y^+ / A^+}})^2]^{0.5}} \quad (3.11)$$

wobei K_1 die Kármánische Konstante, p^+ der dimensionslose Druck und A^+ die van Driest Konstante ($A^+ = 26$) ist. Als Iterationsparameter wird die Kármán-Konstante verwendet.

In der vorliegende Arbeit wurden drei Röhrchen mit Aussendurchmessern von $d_1 = 0.6 \text{ mm}$, $d_2 = 0.9 \text{ mm}$ und $d_3 = 1.3 \text{ mm}$ verwendet. Die Staudruckerkennung erfolgte mit Hilfe eines Druckaufnehmers vom Typ PU mit einem Messbereich von $\pm 100 \text{ Pa}$ (Fa. Multur). Um die Vermessung an verschiedenen Positionen auf der Wand zu erleichtern, wurden die Röhrchen mit Hilfe einer Traversiervorrichtung an die gewünschte Position traversiert. Bild 3.17 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer CPM3-Sonde.

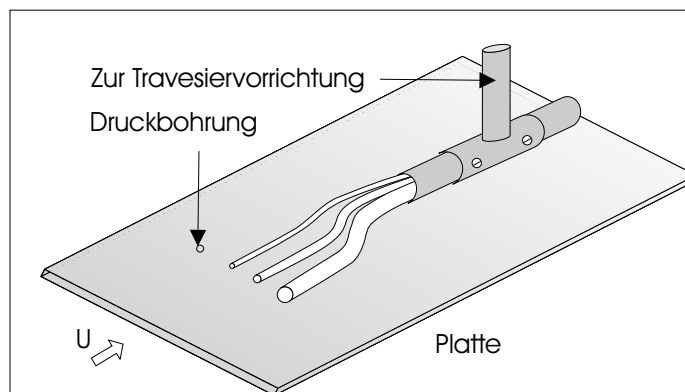


Bild 3.17: Prinzipskizze eines CPM3

3.6.3 Voruntersuchungen mit dem Wandschubspannungsmessverfahren

Der entwickelte Doppel-Oberflächendrahtsensor (s. Abschnitt 3.6.1) wurde zunächst an einer Keilkonfiguration getestet. Bild 3.18 zeigt die schematische Darstellung dieser Konfiguration.

Die resultierende Strömung ist durch den fixierten Ablöse- und der Wiederanlegepunkt charakterisiert und bildet ein geschlossenes Ablösegebiet. Im Ablösebereich entsteht ein primäres bzw. sekundäres Rezirkulationsgebiet. Dieser Strömungsmechanismus ist typisch für die Konfiguration mit fixiertem Ablösepunkt und kann z.B. bei Eaton und Johnston [1981] bzw. Simpson [1996] gefunden werden.

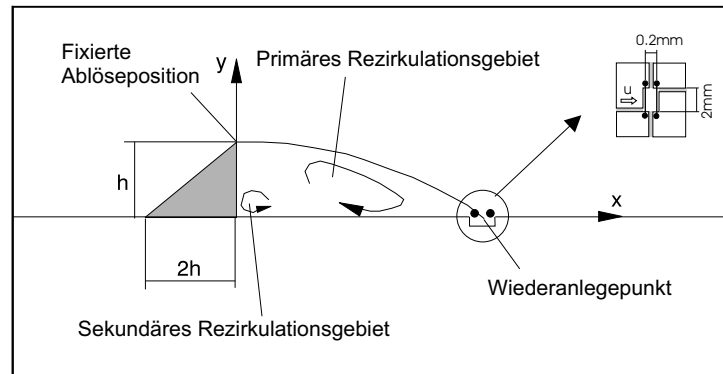


Bild 3.18: Schematische Darstellung einer Keilkonfiguration

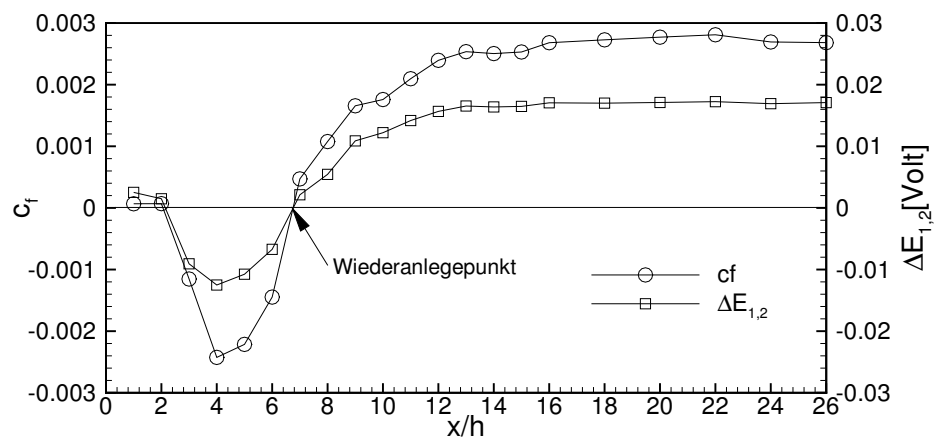


Bild 3.19: Wandreibungsbeiwert und die Differenzspannung des Sensors hinter einer Keilströmung

Bild 3.19 zeigt den Wandreibungsbeiwert c_f und die Differenzspannung des Sensorpaares über der normierte Lauflänge x/h . Die Verteilung des Wandreibungsbeiwertes zeigt die Übereinstimmung mit der Topologie des Strömungsfeldes in Bild 3.18. Das sekundäre Rezirkulationsgebiet ist durch den positiven Wandreibungsbeiwert von ca. $c_f \simeq 0.007 \cdot 10^{-3}$ an der Position bis $x/h \leq 2$ erkennbar. Das primäre Rezirkulationsgebiet ist durch negative Wandreibungsbeiwerte gekennzeichnet. Der maximale negative Wandreibungsbeiwert im Ablösebereich liegt bei ca. $c_f \simeq -2.4 \cdot 10^{-3}$ an der Position $x/h = 4$. Ab $x/h = 7$ steigen die Wandreibungsbeiwerte und erreichen ein konstantes Niveau bei $c_f \simeq 2.7 \cdot 10^{-3}$. Der Verlauf der Differenzspannung des Sensorpaares weist die gleiche Tendenz wie beim Wandreibungsverlauf auf. Anhand dieser Ergebnisse stellt man fest, dass der Wiederanlegepunkt durch den Nulldurchgang des Wandreibungsbeiwertes $c_f = 0$ bzw. der Differenzspannung des Sensorpaares $\Delta E_{1,2} = 0$ bestimmt werden kann. Der Wiederanlegepunkt liegt gemäß Bild 3.19 bei ca. $x/h \simeq 6.8$.

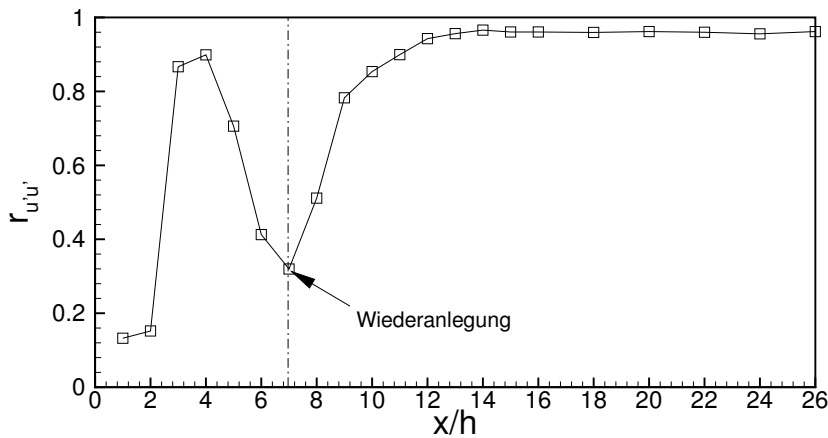


Bild 3.20: Kreuzkorrelationskoeffizienten $r_{u'u'}$ der Sensorsignale

Die Kreuzkorrelation zwischen beiden Sensorpaaren ist in Bild 3.20 dargestellt. Diese kann ebenfalls zur Bestimmung der Topologie des Strömungsfeldes herangezogen werden: Im sekundären Rezirkulationsgebiet ist die u' -Geschwindigkeit des Sensorpaares kaum korreliert, da die Geschwindigkeit in diesem Bereich gemessen am Sensorabstand zu niedrig ist. Im primären Rezirkulationsgebiet ist die Geschwindigkeit etwas höher als im sekundären Rezirkulationsgebiet. Die maximale Korrelation liegt ca. $r_{u'u'} \simeq 0.89$ an der Position $x/h = 4$. Stromab dieser Position sinken die Werte ab und erreichen ein Minimum von $r_{u'u'} \simeq 0.32$ bei $x/h = 7$. Gemäß Bild 3.19 liegt die Strömung wieder an. Ab dieser Position steigt der Korrelationskoeffizient und erreicht einen konstanten Wert bei ca. $r_{u'u'} \simeq 0.9$.

Die Kreuzkorrelationsfunktion zwischen den Sensorpaaren für drei exemplarische Position ist in Bild 3.21 dargestellt. An der Position von $x/h = 5$ zeigt die Kreuzkorre-

lationfunktion einen positiven Zeitversatz, d.h. der erste Sensor reagiert später als der zweite Sensor. Dies bedeutet, dass es eine Rückströmung gibt. Ab einer Position von $x/h = 7$ zeigen die korrelierten Signale einen negativen Zeitversatz. Hierbei antwortet der erste Sensor früher als der zweite und weist eine Vorwärtsströmung auf.

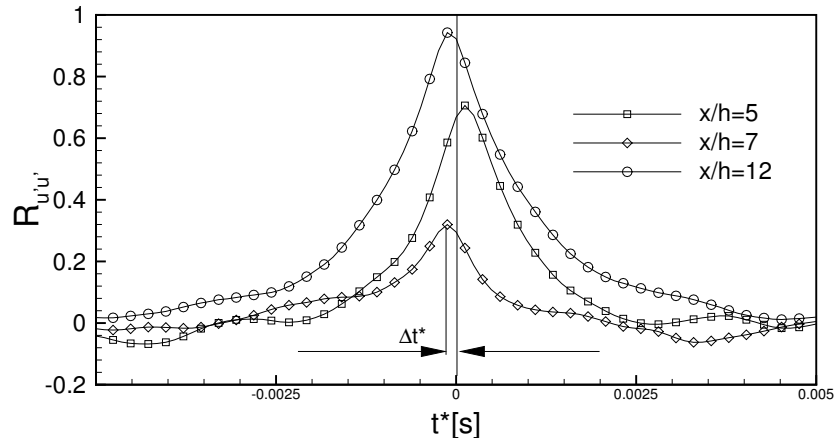


Bild 3.21: Kreuzkorrelationsfunktion $R_{u'u'}$ an der Position $x/h = 5, 7, 12$

Die Untersuchungen der entwickelten Doppel-Oberflächenhitze Drahtsensor zeigen damit deutlich, dass mit dieser Sensorik die Wandschubspannung τ_w und die Strömungsrichtung (Vorwärts- und Rückwärtsströmung) detektiert werden kann. Die Kalibration des Single-Sensorpaares zeigt, dass die Erfassung der gemittelten Wandschubspannung zwischen Vorwärts- und Rückwärtsrichtung unabhängig von der Strömungsrichtung ist (s. Bild 3.11). Die Strömungsrichtung kann anhand des Vorzeichens der Differenzspannung zwischen den beiden Sensoren bestimmt werden (s. Bild 3.12). Durch den Test in der oszillierenden Platte, Bild 3.14, erkennt man einen Vorzeichenwechsel zwischen der positiven und negativen Spannung. Dies zeigt, dass der Sensor zur Bestimmung der Wandschubspannung in der oszillierenden Strömung zwischen $\pm 15^\circ$ der Anströmungsrichtung geeignet ist (s. Bild 3.13). Der Sensor hat eine obere Grenzfrequenz von $f_g = 23 \text{ kHz}$. Somit eignet sich der Sensor auch für turbulente Strömung mit Hochfrequenzanteil (s. Bild 3.16).

Die natürliche Strömung

In diesem Kapitel wird die Strömungskonfiguration am generischen Modell ohne Beeinflussung beschrieben. Ziel ist eine vollturbulente Grenzschichtablösung am Modell, damit eine Reproduzierbarkeit der Ergebnisse möglich ist. Dazu werden der Strömungszustand und Randbedingungen auf der Anströmplatte untersucht. Zusätzlich werden die Phänomene der Ablösung am Modell dokumentiert. Bei allen Untersuchungen betrug die Anströmungsgeschwindigkeit $u_\infty = 10 \text{ m/s}$.

4.1 Zweidimensionalität der Strömung

In ersten Messungen wurde untersucht, ob die Strömung dreidimensionale Effekte bei anliegender Strömung hat. Hierbei wurde ein Anstellwinkel von $\alpha = 5^\circ$ gewählt, bei dem die Strömung noch voll anliegt (siehe auch Bild 4.5). An drei verschiedenen Positionen in Strömungsrichtung (bei $x = 244 \text{ mm}$, $x = 400 \text{ mm}$ und $x = 600 \text{ mm}$) wurden die Grenzschichtprofile mit einer Hitzdrahtsonde gemessen. An diesen drei Positionen werden die gemittelten Geschwindigkeiten in einem konstanten Abstand von $\Delta z = 20 \text{ mm}$ in Spannweitenrichtung im Bereich 60% der gesamten Modellbreite ($-0.3 < z/b < 0.3$) aufgenommen.

Bild 4.1 zeigt die Geschwindigkeitsprofile der anliegenden Profilumströmung bei $\alpha = 5^\circ$. In den Geschwindigkeitsverteilungen bei drei verschiedenen spannweitigen Positionen lassen sich anhand des Bildes 4.1 keine größeren Änderungen erkennen. Die Profilumströmung kann als zweidimensional angenommen werden. Bei der abgelösten Profilumströmung ($\alpha > 10^\circ$) ist die Profilumströmung nicht mehr zweidimensional, wie später gezeigt wird. Wegen der geometrischen Begrenzung der Traversiervorrichtung konnten die Grenzschichtprofile zwischen Modell und Messstreckenwand nicht untersucht werden.

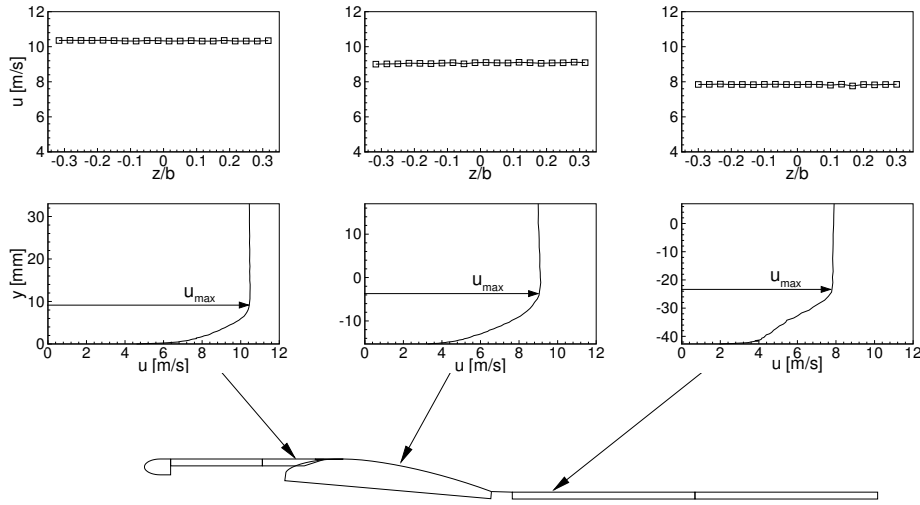


Bild 4.1: Zweidimensionalität der Strömung bei $\alpha = 5^\circ$

4.2 Strömungszustand an der Anströmplatte

Die Entwicklung der Wandreibungsbeiwerte und die Grenzschichtprofile auf der Anströmplatte werden im folgenden Abschnitt untersucht. Ziel ist es, eine voll turbulente Strömung am Ende der Anströmplatte zu realisieren.

4.2.1 Wandreibungsbeiwert

Die Entwicklung des Wandreibungsbeiwertes auf der Anströmplatte wird mit Hilfe des CPM3-Messverfahrens gemessen. Der Wandreibungsbeiwert c_f ist folgendermaßen definiert:

$$c_f(x) = \frac{\bar{\tau}_w(x)}{\frac{1}{2}\rho u_\infty^2} \quad (4.1)$$

wobei $\bar{\tau}_w(x)$ die mittlere Wandschubspannung, ρ die Dichte und u_∞ die Anströmgeschwindigkeit ist.

Bild 4.2 zeigt die Entwicklung des Wandreibungsbeiwertes auf der Anströmplatte über der Lauflänge $x[mm]$ aufgetragen. Um zwischen laminarer und turbulenter Strömung zu unterscheiden, sind in Bild 4.2 auch die Verläufe für den laminaren Wandreibungsbeiwert nach Blasius bzw. turbulenten Wandreibungsbeiwert nach Schultz-Grunow aufgetragen. Der laminare Wandreibungsbeiwert $c_{f,lam}$ nach Blasius ist folgendermaßen definiert:

$$c_{f,lam} = \frac{0.664}{\sqrt{Re_x}} \quad (4.2)$$

Der turbulente Wandreibungsbeiwert $c_{f,turb}$ lautet nach Schultz-Grunow

$$c_{f,turb} = 0.37 \log(Re_x)^{-2.584} \quad (4.3)$$

Die Wandreibungsbeiwerte wurden an 14 verschiedenen Positionen neben den statischen Druckbohrungen auf der Anströmplatte aufgenommen, und zwar von Position $x = 58 \text{ mm}$ bis $x = 244 \text{ mm}$. Die Messungen erfolgten zunächst ohne Turbulatorstreifen. In diesem Fall steigt der Wandreibungsbeiwert am Beginn der Anströmplatte bis auf einen maximalen Wert von $c_f \simeq 7 \cdot 10^{-3}$ bei einer Position $x = 97 \text{ mm}$. Der Anstieg in diesem Bereich kann durch die dominante Wirkung des laminar-turbulenten Übergangs erklärt werden. Stromab dieser Position sinken die Wandreibungsbeiwerte und erreichen erst zum Ende der Platte an einer Position von $x = 244 \text{ mm}$ eine turbulente Strömung im Vergleich zum Schultz-Grunow Kriterium.

Mit einem Turbulatorstreifen mit einer Dicke von 0.6 mm und einer Breite von 10 mm auf der Nasenkontur an der Position $x = 30 \text{ mm}$ wurden die Messungen an der gleichen Position nochmals wiederholt. Man kann nun erkennen, dass die Wandreibungsbeiwerte bereits am Anfang der Platte ($x = 58 \text{ mm}$) mit dem Schultz-Grunow Kriterium übereinstimmen. Auf diesem Grund wurde für alle folgenden Messungen ein Turbulatorstreifen eingesetzt.

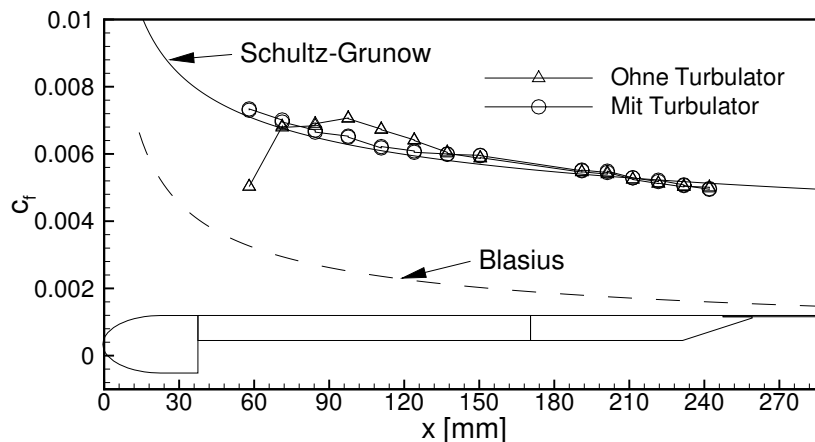


Bild 4.2: Entwicklung des Wandreibungsbeiwertes auf der Anströmplatte

4.2.2 Grenzschichtprofile und -ähnlichkeit

Die Entwicklung der Grenzschichtprofile wird entlang der Kanalmitte ($z = 0 \text{ mm}$) in Hauptströmungsrichtung mit Hilfe einer Hitzdrahtsonde gemessen. Die Hitzdrahtsignale werden mit einer Abtastrate von 5 kHz und 5000 Samples aufgenommen. Die Messungen erfolgen in mehreren Messebene auf der Anströmplatte, von der Position $x = 33 \text{ mm}$ bis $x = 244 \text{ mm}$. Bild 4.3 zeigt die Entwicklung der Grenzschichtprofile

auf der Anströmplatte über der Lauflänge x aufgetragen. Direkt hinter dem Turbulatorstreifen an der Position von $x = 33 \text{ mm}$ beträgt die Grenzschichtdicke $\delta_{0,99} = 1.5 \text{ mm}$. Man kann erkennen, dass an dieser Position die Schwankungsgeschwindigkeit u'_{rms} groß ist. Dies ist auf die Wirkung des Turbulatorstreifens zurückzuführen. Der Turbulator wirkt also stromab bis ungefähr an der Position $x = 88 \text{ mm}$. In der Mitte der Anströmplatte erreicht die Grenzschichtdicke ein Maximum von $\delta_{0,99} = 7.5 \text{ mm}$, danach nimmt die Dicke ab, da die Strömung beschleunigt ist, und erreicht eine Grenzschichtdicke von $\delta_{0,99} = 7 \text{ mm}$ bei einer Position $x = 244 \text{ mm}$. Die Ursache der Beschleunigung ist auf die Überströmung der Profileroberseite zurückzuführen.

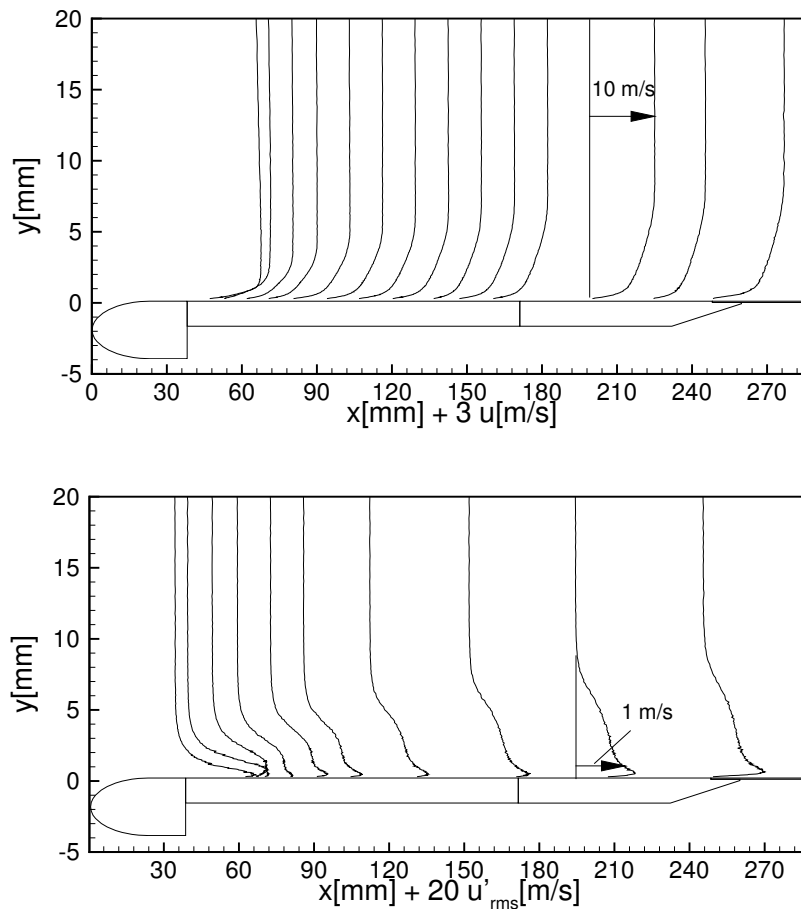


Bild 4.3: Entwicklung der Grenzschichtprofile auf der Anströmplatte

Bild 4.4 zeigt die Profile der mittleren Geschwindigkeit für drei verschiedene Profilanstellwinkel ($\alpha = 5^\circ, 20^\circ$ und 35°). Die Geschwindigkeitsprofile wurden an der Position $x = 244 \text{ mm}$ aufgenommen. Bei den ausgewählten Anstellwinkeln zeigen die Profile eine gute Übereinstimmung mit dem logarithmischen Wandgesetz, was auf eine vollausgebildete turbulente Strömung hinweist.

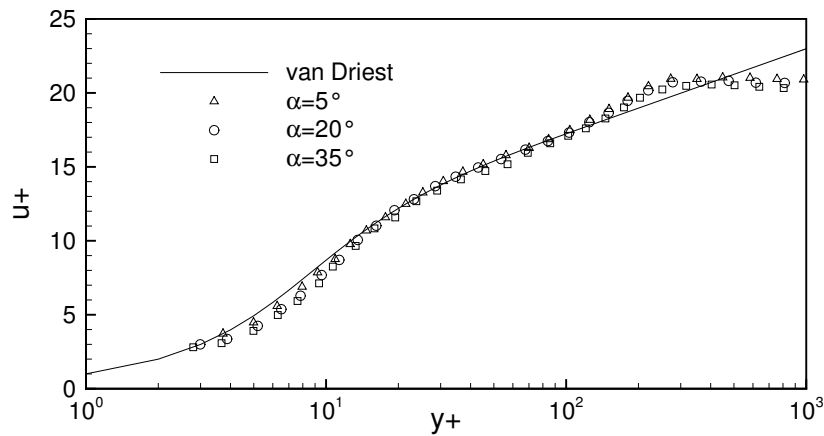


Bild 4.4: Grenzschichtprofile an der Position $x = 244 \text{ mm}$

4.3 Mittleres Strömungsfeld

4.3.1 Statischer Druckbeiwert

Die gemessenen statischen Wanddrücke werden gemäß ihrer Definition

$$c_p(x) = \frac{p(x) - p_{ref}}{\frac{1}{2}\rho u_\infty^2} \quad (4.4)$$

in statischen Druckbeiwerte umgerechnet. Hierbei bezeichnet der Index ref die Referenzposition des Prandtlrohrs ($x = 63 \text{ mm}$, $y = -210 \text{ mm}$).

Bild 4.5 zeigt für ausgewählte Anstellwinkel die statische Druckverteilung am gesamten Modell, aufgetragen über der Lauflänge x : Nach einem leichtem Druckanstieg infolge der Nasenumströmung der Anströmplatte fällt der Druck bis zum Ende der Platte ab. Infolge der stark beschleunigten Strömung über dem Profil wird der Druckabfall bis zum Ende der Übergangsplatte sehr groß. Nach Erreichen der Saugspitze am Ende dieser Platte steigt der Druck abhängig vom Anstellwinkel des Profils stark an. Dieser Anstieg führt, wie an der Abflachung der Druckverteilung zu sehen ist, zur Ablösung. Man erkennt, dass mit größer werdendem Anstellwinkel die Ablöseposition stromauf wandert. Die Länge der Abflachung entspricht der Länge der Ablöseblase (siehe auch Bild 4.5b). Der Wiederanlegepunkt kann anhand der Druckverteilung nicht bestimmt werden, da sich keine besonderen Merkmale im c_p -Diagramm ausbilden, die als Kriterium zur Abschätzung seiner Position dienen könnten.

Für die Abschätzung des Ablösepunktes werden die Wanddrücke im Bereich des Profilanstellwinkels von $\alpha = 5^\circ$ bis 35° in 1° -Schritten gemessen. Die Position der Druckbohrung liegt im Bereich von $x/c = 0.2$ bis $x/c = 0.85$. Bild 4.6 zeigt die Position des Ablösepunktes über der normierten Lauflänge x/c . Beim Anstellwinkel von $\alpha = 5^\circ$ bis $\alpha = 10^\circ$ tritt keine Ablösung auf. Diese beginnt bei Anstellwinkeln $\alpha > 10^\circ$ tritt

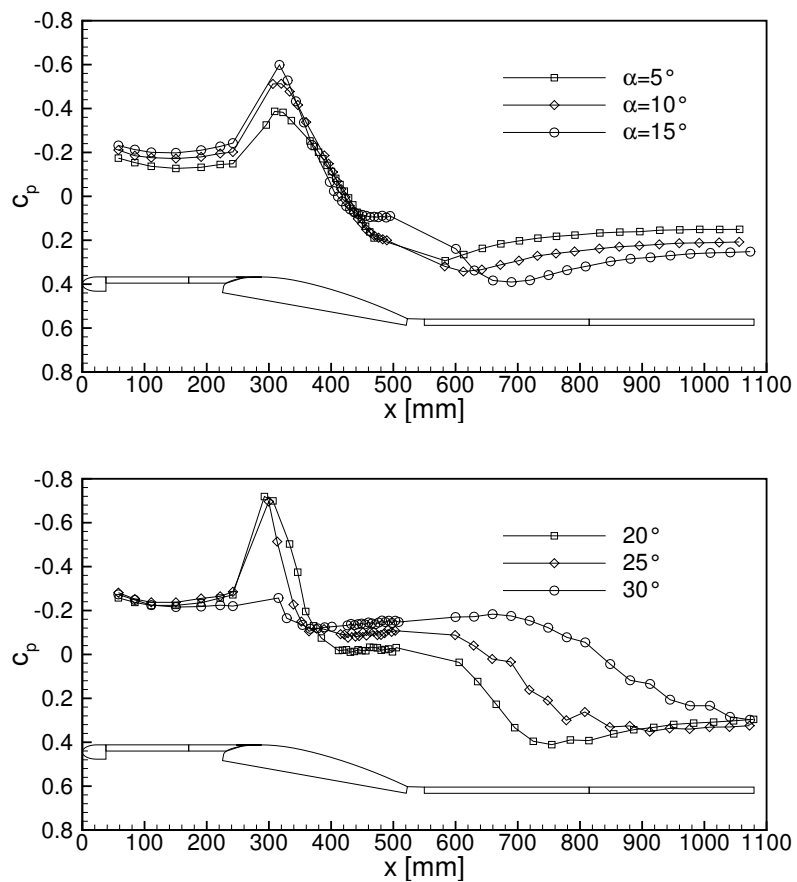


Bild 4.5: Druckbeiwertverteilung, abhängig vom Anstellwinkel

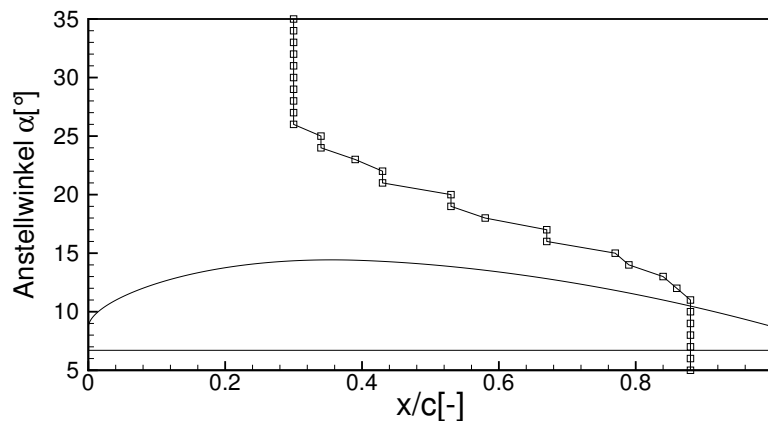


Bild 4.6: Position des Ablösepunktes bei verschiedenen Anstellwinkeln

die Ablösung erst auf. Bis zu $\alpha = 30^\circ$ wandert der Ablösepunkt etwa linear strömaufwärts. Bei Anstellwinkeln größer als $\alpha = 30^\circ$ konnte aus konstruktiven Gründen nicht mehr gemessen werden.

4.3.2 Mittleres Geschwindigkeitsfeld

Die Entwicklung der mittleren Geschwindigkeit am Modell wird im folgenden Abschnitt kurz diskutiert. Die Messungen der Grenzschichtprofile werden mit Hilfe einer einfachen Hitzdrahtsonde durchgeführt. Pro Messpunkt werden die Hitzdrahtsignale mit einer Abtastrate von 5 kHz und 5000 Samples aufgenommen.

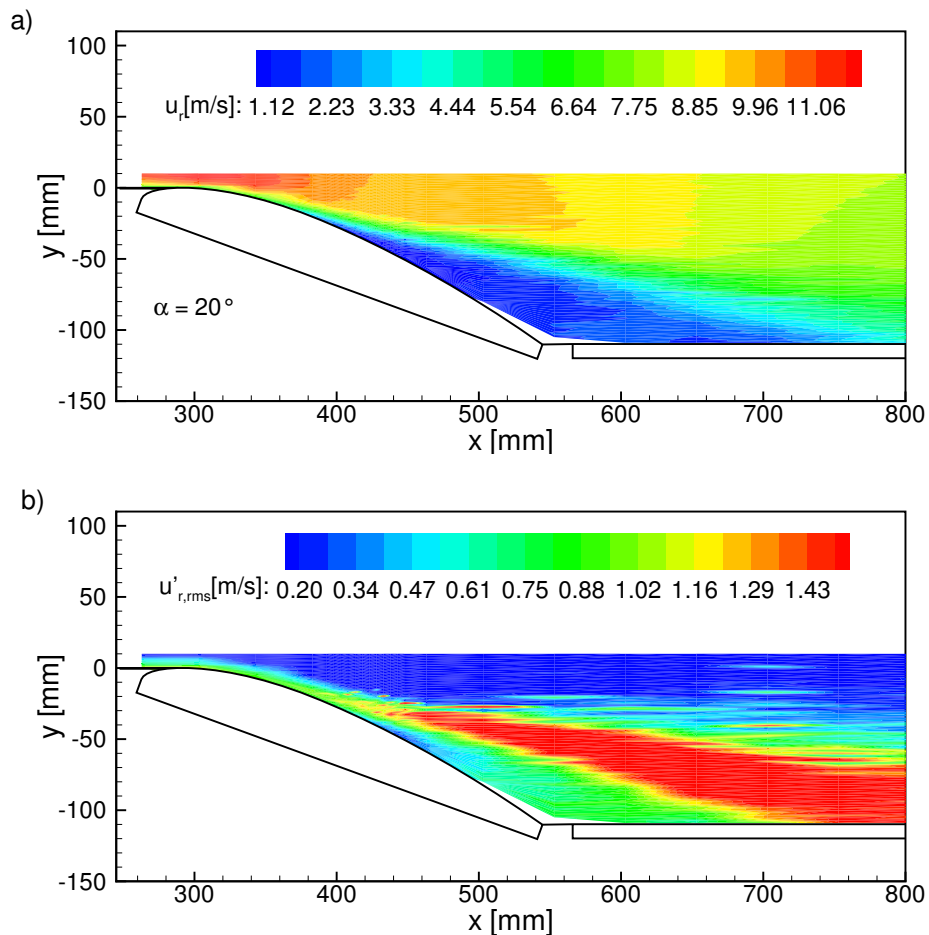


Bild 4.7: Mittleres Strömungsfeld bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 20^\circ$, a). mittlere Geschwindigkeit, b). Effektivwert der Geschwindigkeitsschwankung

Bild 4.7 zeigt das mittlere Geschwindigkeitsfeld bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 20^\circ$. In dieser Konturplot-Darstellung (Bild 4.7a) kann man am Beginn des Profils ein Gebiet mit Übergeschwindigkeiten erkennen, die mit roter Farbe charakterisiert sind.

Diese Übergeschwindigkeit ist auf die Wirkung der Profilströmung zurückzuführen. Stromab dieses Gebietes verzögert die Strömung und die Strömung löst ab. Auf der Wiederanlegeplatte legt die Strömung wieder an und bildet ein geschlossenes Rezirkulationsgebiet, das durch niedrige Geschwindigkeiten (blaue Farbgebung) gekennzeichnet ist.

Die Verteilung des Effektivwerts der Geschwindigkeitsschwankung $u'_{r,rms}$ ist in Bild 4.7(b) dargestellt, das geeignet ist, in Verbindung mit der Verteilung der mittleren Geschwindigkeit (Bild 4.7(a)) die Phänomene der abgelösten Strömungen analysieren. Direkt stromab des Ablösepunktes steigt die Schwankungsgeschwindigkeit im Scherschichtbereich, der sich zwischen dem Ablösegebiet und der Außenströmung ausbildet und einen höheren Turbulenzgrad hat. Der maximalen Turbulenzgrad liegt bei ca. 29%. Dieser Bereich breitet sich bis zum Wiederanlegepunkt aus.

4.4 Instabilitäten in der abgelösten Scherschicht

Zur Bestimmung der Scherschichtinstabilitäten wird die Schwankungsgeschwindigkeit u'_r in der abgelösten Scherschicht mit einer Hitzdrahtsonde gemessen. Die Hitzdrahtsignale werden mit einer Abtastrate von 5 kHz und 100000 Samples aufgenommen. Durch eine Spektralanalyse der Schwankungsgeschwindigkeit u'_r werden die Frequenzinstabilitäten in der Scherschicht ermittelt. Bild 4.8 zeigt die Spektren der Schwankungsgeschwindigkeit u'_r bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 20^\circ$.

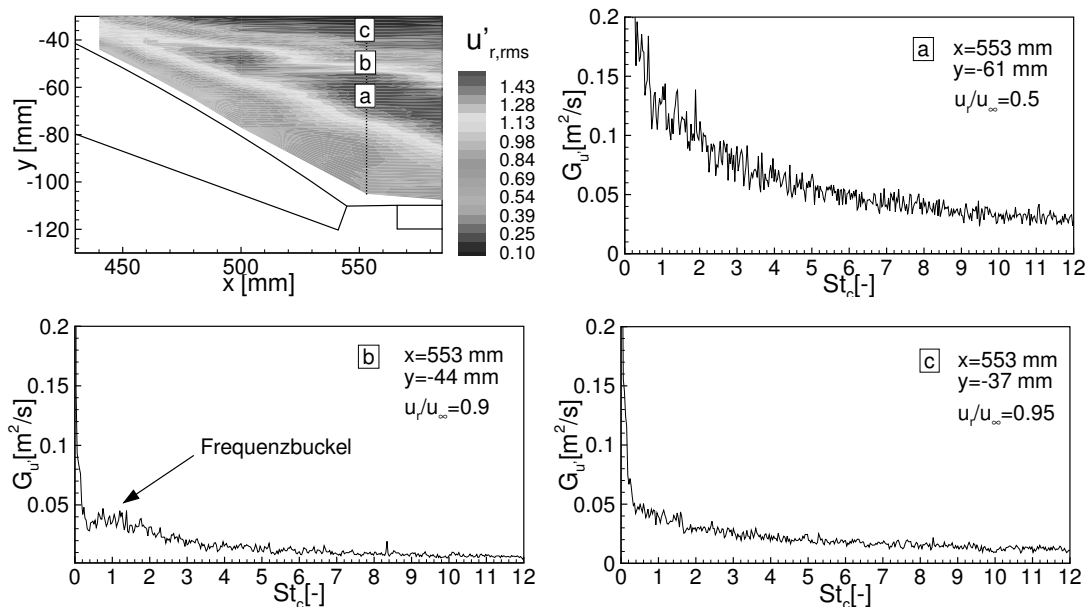


Bild 4.8: Spektren der Schwankungsgeschwindigkeit in der Scherschicht bei $\alpha = 20^\circ$

Ⓐ an der Position $u_r/u_\infty \simeq 0.5$, Ⓑ $u_r/u_\infty \simeq 0.90$, Ⓒ $u_r/u_\infty \simeq 0.95$

Bild (a) zeigt die u'_r -Spektren in der Scherschicht bei einer Position von $u_r/u_\infty \simeq 0.5$. An dieser Stelle sind keine besonderen Frequenzbereiche erkennbar, da die Signale vom Rauschen überlagert werden. In den u'_r -Spektren (b)-(c) sind diskrete Frequenzen bis $St_c \simeq 3$ zu erkennen (gekennzeichnet durch den Buckel). Diese besonderen Frequenzen findet man auch im Bereich unterhalb der mit (b) gekennzeichneten Position bis an die Position (c) mit maximaler Amplitude an der Position $u_r/u_\infty \simeq 0.9$. In der Außenströmung ist kein besonderer Frequenzbereich erkennbar.

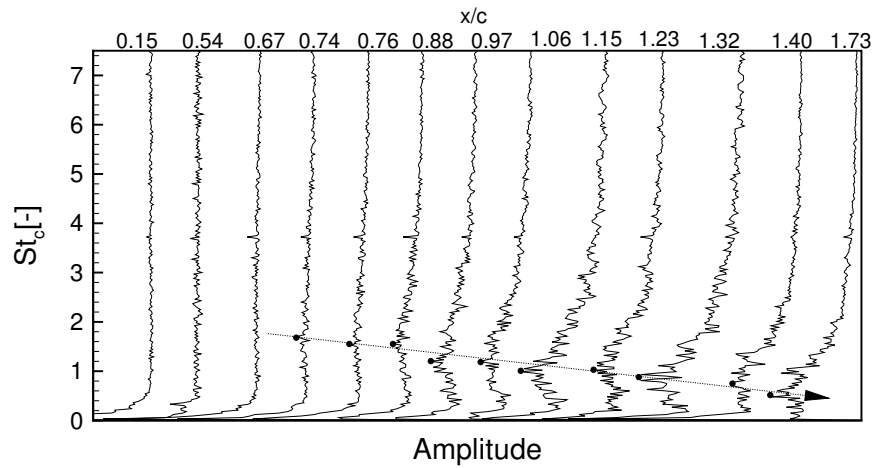


Bild 4.9: Entwicklung der Instabilitätsfrequenz in der Scherschicht bei $\alpha = 20^\circ$

Um die Entwicklung der Instabilitätsfrequenzen zu charakterisieren, werden die u'_r -Spektren noch einmal an der Position $u_r/u_\infty \simeq 0.9$ im Abstand von $\Delta x = 4 \text{ mm}$ in einem Bereich von $x/c = 0.15$ bis $x/c = 1.73$ gemessen, wie Bild 4.9 zeigt.

In der Darstellung der u'_r -Spektren erkennt man, dass besondere Frequenzbereich vor der Ablöseposition ($x/c = 0.54$) nicht auftritt. Ab einer Position von $x/c = 0.74$ sind die Instabilitätsfrequenzen durch einen Frequenzbuckel mit einem Maximum von $St_c \simeq 1.7$ ($f \simeq 56 \text{ Hz}$) erkennbar (Gekennzeichnet durch einen Punkt (•) in Bild 4.9). Diese Frequenzbuckel sind mit zunehmender Lauflänge deutlich zu sehen. Dies zeigen nicht nur vorhandene großskalige Wirbelstrukturen (*Large-scale structure*) in der Scherschicht, sondern auch ein quasi periodisches Auftreten der Wirbel in der Strömung (Hussain und Zaman 1985). Die sinkenden Frequenzmaxima über der Lauflänge zeigen ein Aufrollen und die Paarung den Wirbeln. Dieser Vorgang wächst mit zunehmender Entfernung von der ersten Aufrollung, da der Wirbel mit den benachbarten Strukturen zu einem größeren Wirbel verschmilzt (Roshko 1976). Die Paarungen und das Verschmelzen von Wirbeln führen zu einer Scherschichtausbreitung mit zunehmender Scherschichtdicke.

Die Ausbreitung der Scherschicht kann durch die Impulsverlustsdicke δ_2 beschrieben

werden (Ho und Huang 1982) und ist folgendermaßen definiert:

$$\delta_2 = \sum_{y_0}^{y_{max}} \frac{u_r(y)}{u_{r,max}} \left(1 - \frac{u_r(y)}{u_{r,max}} \right) \Delta y \quad (4.5)$$

Die Entwicklung der Impulsverlustsdicke aus dem Bild 4.7 ist in Bild 4.10 für $\alpha = 20^\circ$ dargestellt.

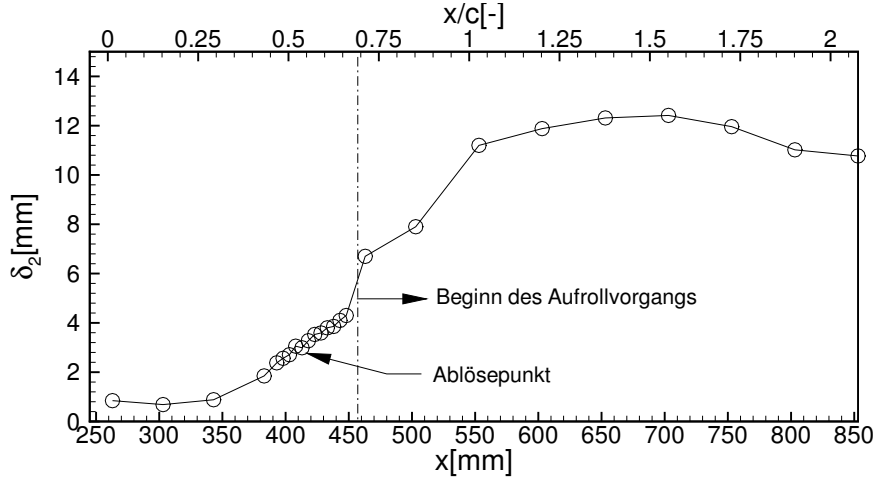


Bild 4.10: Entwicklung der Impulsverlustdicke δ_2 bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 20^\circ$

Man kann erkennen, dass sich die Scherschichtdicke mit Ablösungsbeginn zunehmend aufweitet. Diese Aufweitung breitet sich mit der Beginn der Wirbelaufrollung aus. Die Impulsverlustdicke als Maß für die Ausbreitung der Scherschicht beträgt bei $x/c = 0.74$ mit $\delta_2 = 6.7 \text{ mm}$, die 2.2-Fach der Werte beim Ablösepunkt ($\delta_2 = 2.99 \text{ mm}$) liegt. Die Wirbel beginnen ab dieser Position mit einer Frequenz von $f = 56 \text{ Hz}$ aufzurollen. Wenn dieser Frequenz auf Impulsverlustdicke an der Ablösepunkt skaliert, erhält man eine Strouhalzahl bezogen auf Impulsverlustsdicke St_{δ_2} von:

$$St_{\delta_2} = \frac{f \delta_2}{u_\infty} \simeq 0.0168 \quad (4.6)$$

Weiter stromab ist die Scherschichtdicke größer geworden. Dies kann durch die Wirbelpaarung der Wirbelstruktur erklärt werden. Nach der Wirbelaufrollung und Wirbelpaarung ist die Scherschichtdicke fast konstant.

4.5 Instationäres Strömungsverhalten

4.5.1 Strömungszustand

Bevor eine Charakterisierung des instationären Strömungsverhaltens im abgelösten Strömungszustand unternommen wird, es ist wichtig, das Strömungsverhalten vor dem

Modell zu analysieren. Dies verhindert eine Fehlinterpretation der Messergebnisse. Zu diesem Zweck werden die Spektren der Schwankungsgeschwindigkeit u mit Hilfe einer Hitzdrahtsonde direkt in der Mitte des Düsenaustritts gemessen.

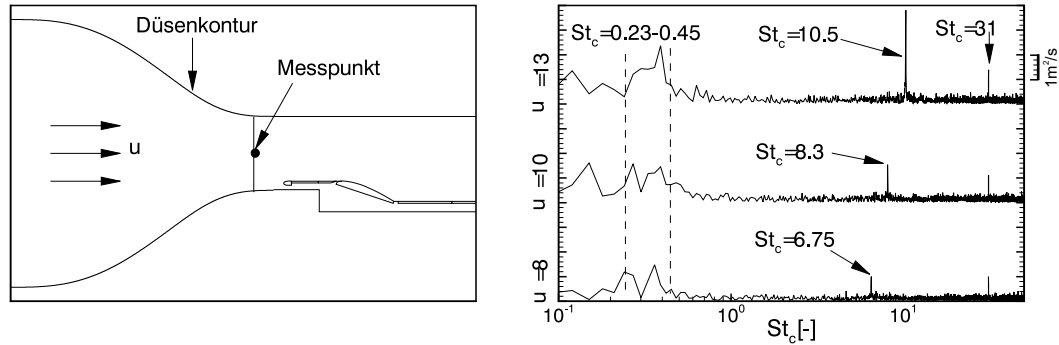


Bild 4.11: u' -Spektren direkt im Düsenaustritt bei verschiedenen Anströmungsgeschwindigkeiten, Hitzdrahtmessung

Bild 4.11 zeigt die Spektren der Schwankungsgeschwindigkeit u' bei verschiedenen Anströmungsgeschwindigkeiten u_∞ . Bei allen Geschwindigkeiten von $u_\infty = 8 \text{ m/s}$ bis $u_\infty = 13 \text{ m/s}$ zeigen die u' -Spektren eine Störung mit einem Peak von $St_c = 31$. Dies ist auf die Schwingung des Hitzdrahtsondenschaftes zurückzuführen. Eine andere Störung von $St_c = 6.75$ erkennt man bei der Geschwindigkeit von $u_\infty = 8 \text{ m/s}$. Die Frequenz der Störung steigt mit zunehmender Anströmungsgeschwindigkeit. Dies ist auf den Motor zurückzuführen. Ein weitere Störung mit deutlich höheren Amplituden bei einem Frequenzband zwischen $St_c = 0.23 - 0.45$ ist bei allen Anströmungsgeschwindigkeiten erkennbar. Die Störungen, die in Bild 4.11 gekennzeichnet sind, treten nicht nur in der Mitte des Düsenaustritts sondern im gesamten Kanal auf. In der Grenzschicht sind die Störungen nicht erkennbar.

Eine Spektralanalyse der Schwankungen des Staudrucks p' am Prandtlrohr zeigt die gleichen Ergebnisse wie beim Hitzdrahtmessverfahren. Die p' -Spektren sind in Bild 4.12 dargestellt. Die obere Grenzfrequenz des Drucksensors beträgt $f_g = 800 \text{ Hz}$. Durch den Aufbau des Prandtlrohrs und der Schläuche reduziert sich die Grenzfrequenz auf $f_g \simeq 150 \text{ Hz}$. Somit eignet sich der Sensor zur Erfassung niedriger Frequenzbereiche bis $St_c = 4.5$.

Das p' -Spektrum in Bild 4.12 zeigt erhöhte Amplituden zwischen $St_c = 0.23$ bis $St_c = 0.45$. Diese Messungen der p' -Spektren wurden mit einer Abtastrate von 2 kHz und 4096 Samples durchgeführt und zeigen eine gute Reproduzierbarkeit der Messergebnisse.

Die vorhandenen Störungen in der Strömung bei niedriger Frequenz (Bild 4.11, Hitzdrahtmessung und Bild 4.12, Drucksensormessung) könnten durch den Windkanal selbst verursacht werden. Der Weitwinkeldiffusor (Bild 3.1) besitzt ein Erweiterungs-

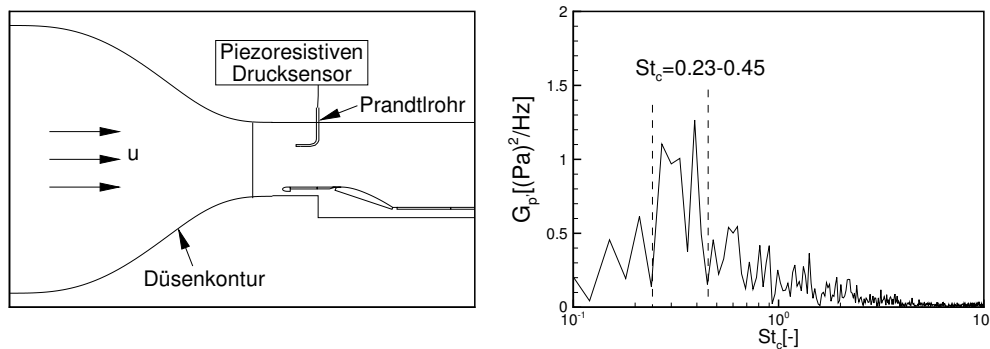


Bild 4.12: p' -Spektren am Prandtlrohr bei $u_\infty = 10 \text{ m/s}$, Piezoresistiven Drucksensormessung

verhältnis von $A = 11$ und einen Diffusorwinkel von $2\theta = 79^\circ$. Dies ist etwas größer als der Wert von $2\theta = 55^\circ$, wie Metha [1977] vorgeschlagen hat. Außerdem ist nur ein Sieb am Ende des Weitwinkeldiffusors vorhanden (vgl. Bild 3.1). Diese ungünstigen Konstruktion führt zur Ablösungen gleich am Anfang des Weitwinkeldiffusors und die Störungen breiten sich im gesamten Kanal aus.

4.5.2 Instationäre Druckmessung

Zur Messung des instationären Druckfeldes wird ein Array aus 23 piezoresistiven Drucksensoren verwendet. Bei den verwendeten Sensoren (s. Bild 3.9) ist es möglich nicht nur den gemittelten Druck zu erfassen, sondern auch die Schwankungsanteile. Dies ist ein Vorteil im Vergleich zu herkömmlichen Druckaufnehmern. Um einen Vergleich zwischen Drucksensoren und herkömmlichen Druckaufnehmern in Kombination mit einem Scanivalve-Messtellenumschalter zu ermitteln, werden die gemessenen Druckbeiwert an der gleichen Position aufgenommen. Bild 4.13 zeigt die Messergebnisse dieser Untersuchungen. Die Drucksensorsignale werden mit einer Abtastrate von 4 kHz und 16384 Samples aufgenommen. Dies entspricht einer Messzeit von $t = 4.096 \text{ Sekunden}$.

Der Sensor ist wie bereits erwähnt nicht temperaturstabilisiert. Deshalb muss die aktuelle Temperatur der Messstrecke Berücksichtigung finden. Eine Änderung von 1° C bewirkt eine Spannungsänderung von 0.01 Volt . Dies entspricht einer Änderung von 2 Pa pro $^\circ \text{ C}$. In Bild 4.13 ist diese Korrektur berücksichtigt. Die Übereinstimmung der gemessenen Druckbeiwerte mit den herkömmlichen Druckaufnehmern ist gut.

Die eingesetzten piezoresistiven Druckaufnehmer sind auch für die Analyse der abgelösten Strömung verwendbar und liefern mit den herkömmlichen Druckaufnehmern vergleichbare Ergebnisse. Bild 4.14a zeigt die Druckbeiwertverteilung bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 19^\circ$, wo die Strömung teilweise löst ab. Hier erkennt man, dass die Ablöseposition an der Position von $x/c = 0.53$ (Sensor 4) liegt, identifizierbar

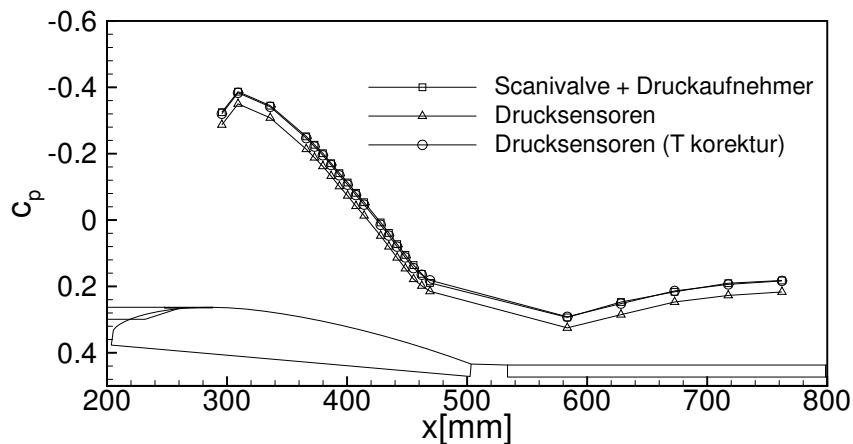


Bild 4.13: Vergleich des gemittelten Druckbeiwertverlaufs gemessen mit piezoresistiven Drucksensoren sowie herkömmlichen Druckaufnehmern mit Scanivalve-Meßstellenumschalter, ($\alpha = 5^\circ$)

durch den konstanten Druck in der Ablöseblase. Die Position des Wiederanlegepunktes kann aus der Druckverteilung nicht exakt abgeschätzt werden, weil es keine deutlichen Merkmale gibt, wie vorher bereits beschrieben worden ist (S. 36).

In Ergänzung zu den mittleren Druckverteilungen zeigt Bild 4.14b die Druckschwankungssignale für die ausgewählten Positionen, die in Bild 4.14a mit 1, 4, und 21 gekennzeichnet sind. Die Zeitschriebe der Drucksensoren zeigen harmonische Schwankungen mit größerer Amplitude und höherer Frequenz. Dies ist besonders bei Sensor 1 $x/c = 0.2$ in der anliegenden Strömung und bei Sensor 21 $x/c = 1.57$ im Wiederanlegebereich erkennbar. Bei Sensor 4 an der Position $x/c = 0.53$, der sich in der Nähe des Ablösepunktes befindet, weisen dagegen die Schwankungen eine niedrigere Frequenz auf. Die niedrige Frequenz wird in der Literatur als Flapping interpretiert, das die gesamte Ablöseblase bewegt und bei der die Scherschicht flattert (*shear layer flapping*).

Die Fourieranalyse der Signale ist in Bild 4.15 dargestellt. In der Nähe der Ablöseposition von $x/c = 0.53$ ergibt einen Peak bei $St_c = 0.015$ (s. Bild 4.15a). Die Flapping-Frequenz mit niedriger Frequenz ist auch in der Ablöseblase bis $St_c = 0.15$ wieder zu finden. Diese niederfrequente Bewegung der Ablöseblase ist auch bei vielen Autoren in anderen Strömungskonfiguration mit geschlossenem Ablösegebiet gefunden worden, wie bereits in Kapitel 2 zusammengefasst. Die Flapping-Frequenz, die durch die Drucksensorsignale identifiziert werden kann, kann durch die Bewegung der niedrigen Geschwindigkeit in der Ablöseblase verursacht werden und resultiert nicht zwingend von der höheren Geschwindigkeit in der Scherschicht, wie Devenport und Sutton [1991] vermuten. Dies wird später auch durch die Messung der Wandschubspannungsverteilung gezeigt (s. Abschnitt 4.5.3).

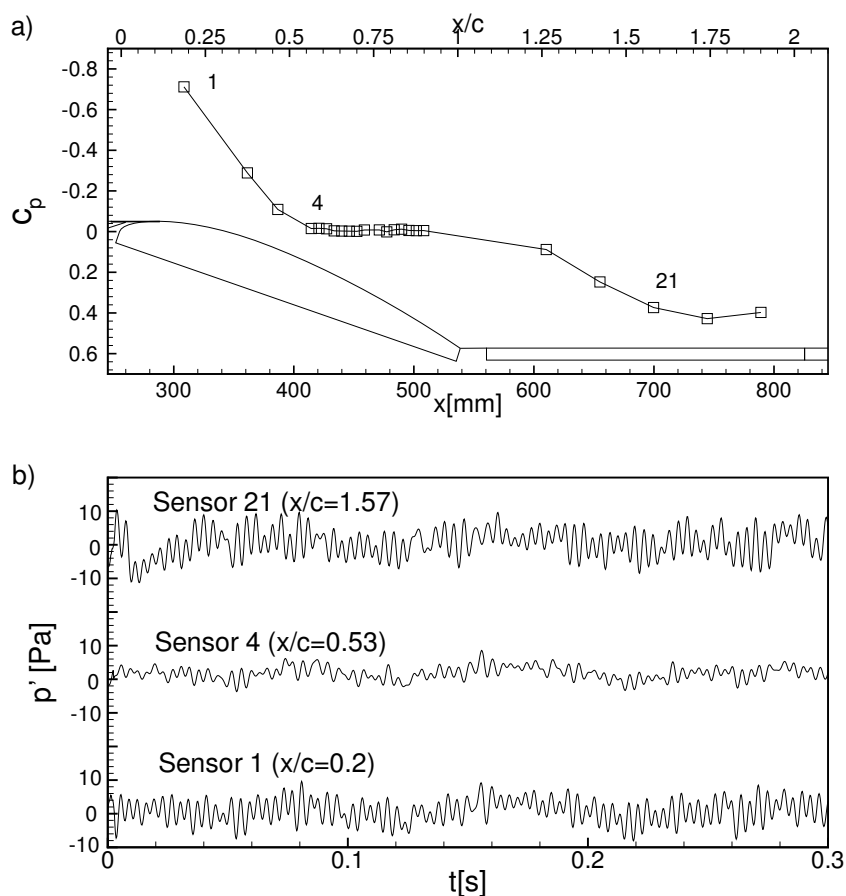


Bild 4.14: Instationäre Druckmessung bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 19^\circ$, a). Druckbeiwertverteilung, b). Zeitschriebe der Signale für ausgewählte Positionen

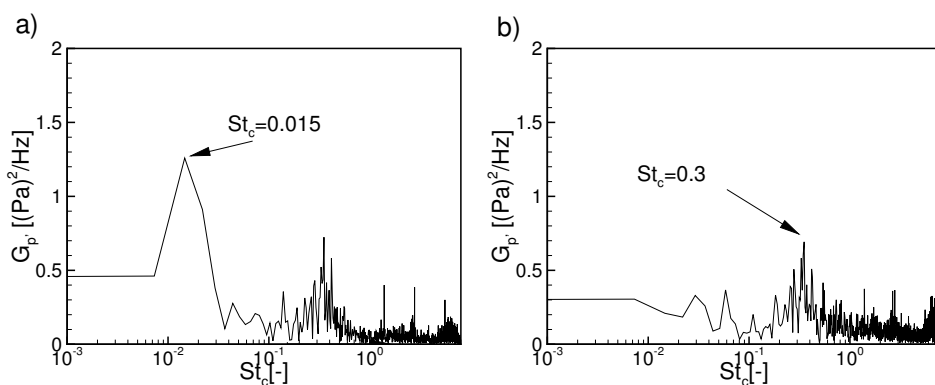


Bild 4.15: p' -Spektren der Drucksensorsignale bei $\alpha = 19^\circ$, a). In der Ablöseblase bei Sensor 4 ($x/c = 0.53$), b). Im Wiederanlegebereich bei Sensor 21 ($x/c = 1.57$)

Im Wiederanlegebereich an der Position $x/c = 1.57$, wo der Wiederanlegepunkt liegt (s. Abschnitt 5.6 Bild 5.19), ergibt sich im Spektrum des Signals ein Peak bei $St_c = 0.3$ (s. Bild 4.15b). Diese Frequenz ist um den Faktor 2-20 größer als die Flapping-Frequenz und kann als Shedding-Frequenz im Zusammenhang mit der Bewegung der Ablöseblase (Sigurdson 1995) interpretiert werden.

4.5.3 Doppel-Oberflächenhitdrahtarray

Zur Messung der qualitativen Wandschubspannungsverteilung kommt ein Doppel-Oberflächenhitdrahtarray zum Einsatz. Das Array besteht aus acht paarweise angeordneten Hitzdrahten mit einem Abstand von $\Delta s = 10 \text{ mm}$. Wegen der Asymmetrie bei der Fertigung der Sensoren muss jeder einzelne Sensor kalibriert werden, um die Wandschubspannung zu bestimmen. Das Array wird primär zur Bestimmung der Strömungsrichtung (des Ablöse- bzw. des Wiederanlegepunktes) und des instationären Strömungsverhaltens an der Wand verwendet. Aus diesem Grund wird das Doppel-Oberflächenhitdrahtarray nicht kalibriert. Da nur ein Array gebaut wurde, erfolgen die Messungen zunächst auf dem Profil (zur Bestimmung des Ablösepunktes) und anschließend auf der Wiederanlegeplatte (zur Bestimmung des Wiederanlegepunktes). Bild 4.16 zeigt die Anordnung des Doppel-Oberflächenhitdrahtarrays auf dem Profil. Die Position der Sensoren auf dem Profil und auf der Wiederanlegeplatte ist in der Tabelle 4.1 dargestellt.

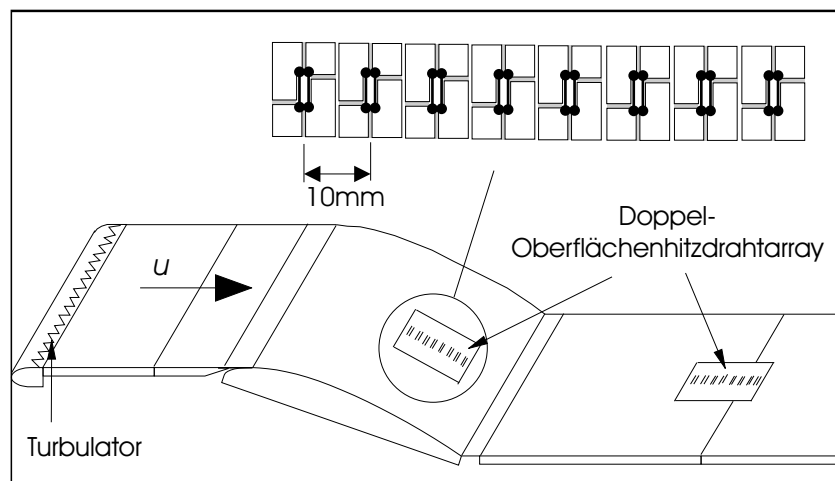


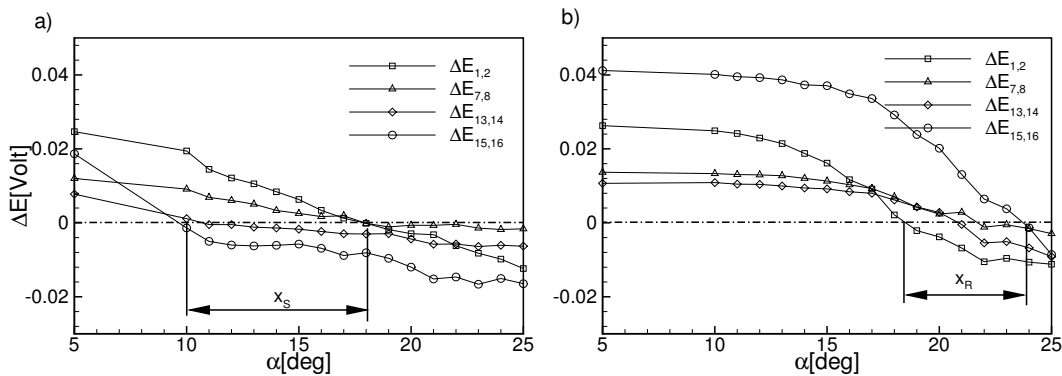
Bild 4.16: Anordnung des Doppel-Oberflächenhitdrahtarrays

Bei den Messungen wird die Anströmungsgeschwindigkeit von $u_\infty = 10 \text{ m/s}$ vorgegeben. Die jeweilige Differenzspannung zwischen den Sensorknoten ist in Bild 4.17 dargestellt. Hier kann man erkennen, dass die Differenzspannungen von positiven zu negativen Werten sinken. Eine positive Differenzspannung charakterisiert eine Strömung in Vorwärtsrichtung und eine negative Spannung in Rückströmung. Der Ablöse-

Sensor Nr	Auf dem Profil $[x/c]$	Auf der Platte $[x/c]$
1+2	0.63	1.57
3+4	0.66	1.60
5+6	0.69	1.63
7+8	0.72	1.66
9+10	0.75	1.69
11+12	0.78	1.71
13+14	0.81	1.74
15+16	0.84	1.77

Tabelle 4.1: Position des Sensors

bzw. der Wiederanlegepunkt werden, wie bereits beschrieben, durch den Spannungsnulldurchgang $\Delta E = 0$ bestimmt. Hierbei werden nur das Sensorpaar 1 (Sensor 1 und 2), 4 (Sensor 7 und 8), 7 (Sensor 13 und 14) und 8 (Sensor 15 und 16) dargestellt. Für die anderen Sensorpaare liefern die Messungen keine eindeutigen Ergebnisse. Dies kann auf fehlerhafte Sensoren zurückgeführt werden (Asymmetrie des Sensorpaares bzw. ungleiche Höhe der beiden Sensoren). Im Bild 4.17a kann man erkennen, dass die Strömung bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 5^\circ$ noch anliegt (durch positive Differenzspannung erkennbar). Ab einer Anstellwinkel von $\alpha = 10^\circ$ löst die Strömung ab. Dies ist bei Sensorpaar 8 an der Position $x/c = 0.84$ detektierbar und wandert bei größeren Anstellwinkeln nach vorne bis zum Sensorpaar 1 $x/c = 0.63$ bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 18^\circ$.

**Bild 4.17:** Differenzspannung von vier Sensorpaaren, a). Auf dem Profil, b). Auf der Wiederanlegeplatte

Die Differenzspannungen zeigen ab einem Anstellwinkel von $\alpha = 19^\circ$ für alle Sensorpaare negative Werte, d.h. die Strömung löst ab und der Ablösepunkt x_S liegt vor dem Sensorpaar 1 ($x_S < 0.63$). Die Bestimmung des Wiederanlegepunktes wird auch auf der Wiederanlegeplatte, Bild 4.17b, detektiert und kann durch der Nulldurchgänge der Differenzspannungen identifiziert werden. Hierbei erkennt man, dass der Wiederanle-

gepunkt zwischen $\alpha = 18^\circ$ (Sensorpaar 1, $x/c = 1.57$) und $\alpha = 24^\circ$ (Sensorpaar 8, $x/c = 1.77$) liegt.

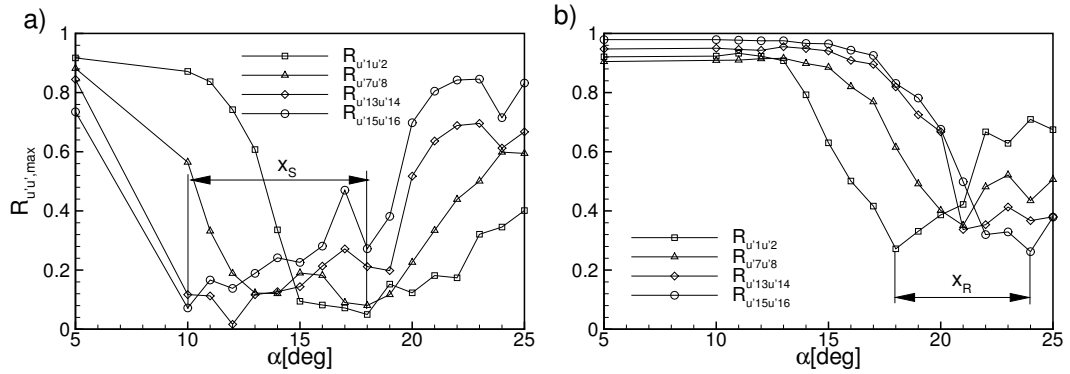


Bild 4.18: Kreuzkorrelationkoeffizienten von vier Sensorpaaren, a). Auf dem Profil, b). Auf der Wiederanlegeplatte

Bild 4.18 zeigt die Korrelationkoeffizienten der Sensorpaarsignale. Die Ablöse- und Wiederanlegepunkte können durch ein Minimum in der Kreuzkorrelation charakterisiert werden (vgl. Bild 3.20). Der Ablösepunkt x_S liegt zwischen dem Anstellwinkel $\alpha = 10^\circ$ (Sensor 15 und 16, $x/c = 0.84$) und $\alpha = 18^\circ$ (Sensor 1 und 2, $x/c = 0.63$). Der Wiederanlegepunkt x_R liegt zwischen $\alpha = 18^\circ$ (Sensor 1 und 2, $x/c = 1.57$) und $\alpha = 24^\circ$ (Sensor 15 und 16, $x/c = 1.77$). Diese Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem Kriterium der Differenzspannung $\Delta E = 0$ (vgl. Bild 4.17).

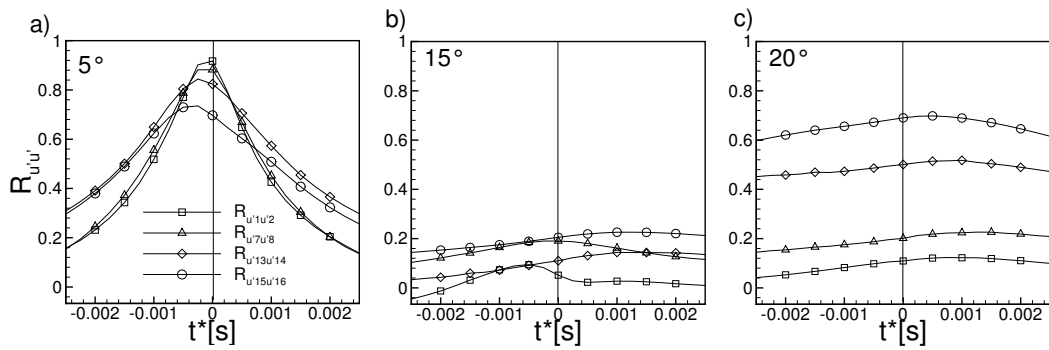


Bild 4.19: Kreuzkorrelationsfunktion des Sensors auf dem Profil, a). $\alpha = 5^\circ$, b). $\alpha = 15^\circ$, c). $\alpha = 20^\circ$

Die Kreuzkorrelationsfunktion der Sensorpaarsignale ist in Bild 4.19 auf dem Profil dargestellt. Bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 5^\circ$ liegt die Strömung noch an. Die Signale korrelieren noch gut und weisen einen negativen Zeitversatz auf. Der Zeitversatz steigt linear von Sensorpaar 1 bis Sensorpaar 8. Dies zeigt, dass die Strömung mit wachsender Lauflänge verzögert wird. Bei $\alpha = 15^\circ$ löst die Strömung teilweise ab. Hierbei ist

die abgelöste Strömung durch den Vorzeichenwechsel des Zeitversatzes zwischen Sensorpaar 4 ($x/c = 0.72$) und 7 ($x/c = 0.81$) erkennbar. Bei $\alpha = 20^\circ$ ist die Strömung im Sensorbereich ($x/c = 0.63 - 0.84$) abgelöst und weist einen positiven Zeitversatz auf.

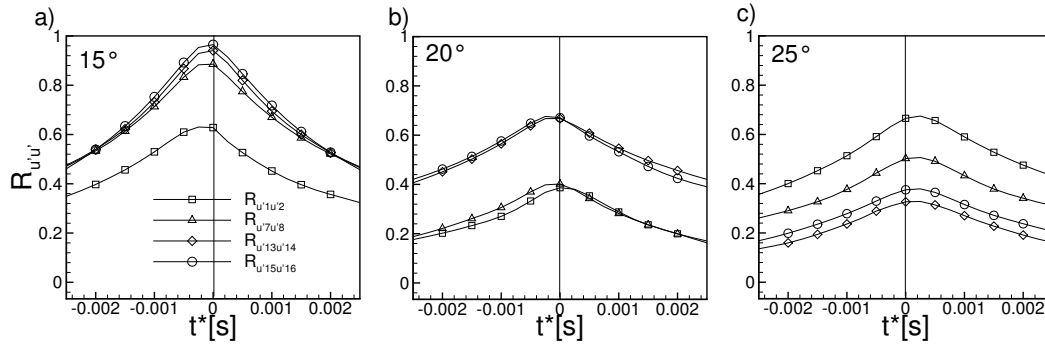


Bild 4.20: Kreuzkorrelationfunktion des Sensors auf der Wiederanlegeplatte, a). $\alpha = 15^\circ$, b). $\alpha = 20^\circ$, c). $\alpha = 25^\circ$

Bild 4.20 zeigt die Kreuzkorrelationfunktion der Sensorsignale auf der Wiederanlegeplatte für ausgewählten Anstellwinkeln. Für den Anstellwinkel von $\alpha = 15^\circ$ liegt die Strömung auf der Wiederanlegeplatte noch an, da die Kreuzkorrelationfunktion der Sensorpaare die negativen Vorzeichen aufweist. Bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 20^\circ$ ist ein Vorzeichenwechsel durch Sensorpaar 1 bei $x/c = 1.57$ und Sensorpaar 4 bei $x/c = 1.66$ erkennbar (s. Bild 4.20 mitte). Damit liegt der Wiederanlegepunkt bei diesem Anstellwinkel zwischen $x/c = 1.57$ und $x/c = 1.66$. Bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 25^\circ$ ist der Zeitversatz positiv, so dass die Strömung im Sensorbereich zwischen $x/c = 1.57$ und $x/c = 1.77$ ablöst.

Instationäre Rückströmungsgeschwindigkeit

Zur Überprüfung der instationären Bewegung der Rückströmungsgeschwindigkeit in der Ablöseblase werden die Oberflächenheizdrahtsignale mit Hilfe eine Fast-Fourier-Transformation (FFT) in ihre Frequenzanteile zerlegt. Durch die Frequenzanalyse lässt sich die besondere Frequenz in der Strömung erkennen kann.

Bild 4.21 zeigt die u'_w -Spektren der Sensorsignale auf dem Profil und auf der Wiederanlegeplatte bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 19^\circ$. Im Ablösebereich, Bild 4.21a, erkennt man, dass die Frequenzen niedrig sind. Diese niederfrequente Bewegung der Rückströmungsgeschwindigkeit wird, wie bereits erwähnt, mit dem Phänomen des Flappings verbunden und liegt hier zwischen $0.015 < St_c = fc/u_\infty < 0.15$, wie auch bei den instationären Druckmessungen (Abschnitt 4.5.2) identifiziert wurde.

Dieses belegt, dass die Flapping-Frequenz durch die instationäre Bewegung der Rückströmungsgeschwindigkeit in der Ablöseblase verursacht wird, nicht jedoch von

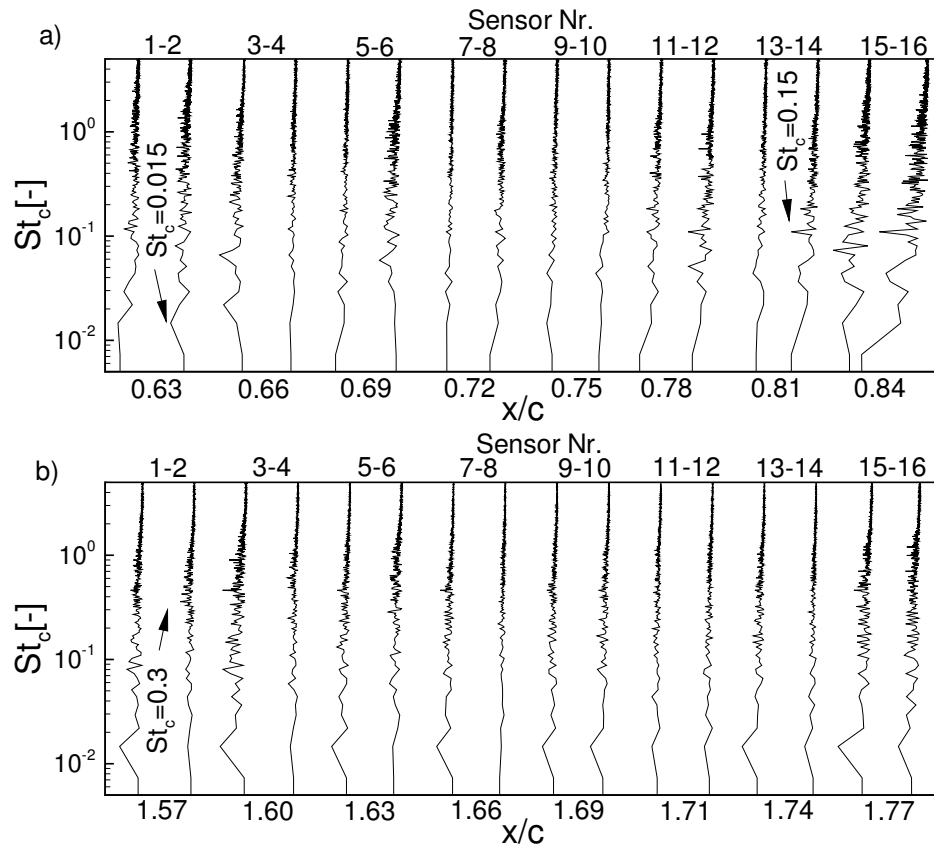


Bild 4.21: u'_w -Spektren der Doppel-Oberflächendrahtsignale bei $\alpha = 19^\circ$ a). Auf dem Profil b). Auf der Wiederanlegeplatte

der höheren Geschwindigkeit im Scherschichtbereich. Damit bestätigen sich die Erwartungen von Farabee und Casarella [1986]. Im Wiederanlegebereich, Bild 4.21b, zeigt sich in der Nähe des Wiederanlegepunktes an der Position $x/c = 1.57$ ein Peak bei $St_c = fc/u_\infty \simeq 0.3$. Wie bereits erwähnt, resultiert diese höhere Frequenz aus dem Zusammenstoß der Wirbelstrukturen im Wiederanlegebereich (Shedding-Frequenz).

5.1 Anregungsoptimum

5.1.1 Variation der Anregeparameter

Um die Wirkung der periodischen Anregung auf die Scherschichtinstabilität zu optimieren, werden die Anregeintensität c_μ und Anregefrequenz St_c variiert. Diese Anregeparameter sind von der Leistung der verwendeten Aktuatoren abhängig. Deshalb wird hier zunächst das Dynamikverhalten der Aktuatoren untersucht. Dieses erfolgt durch Messung der Störgeschwindigkeit (v'_{jet}) am Schlitzaustritt mit einer Hitzdrahtsonde und der Wechselspannung des Aktuators im Sinus-Schlepp-Verfahren. Das Ergebnis dieser Messung ist in Bild 5.1 dargestellt.

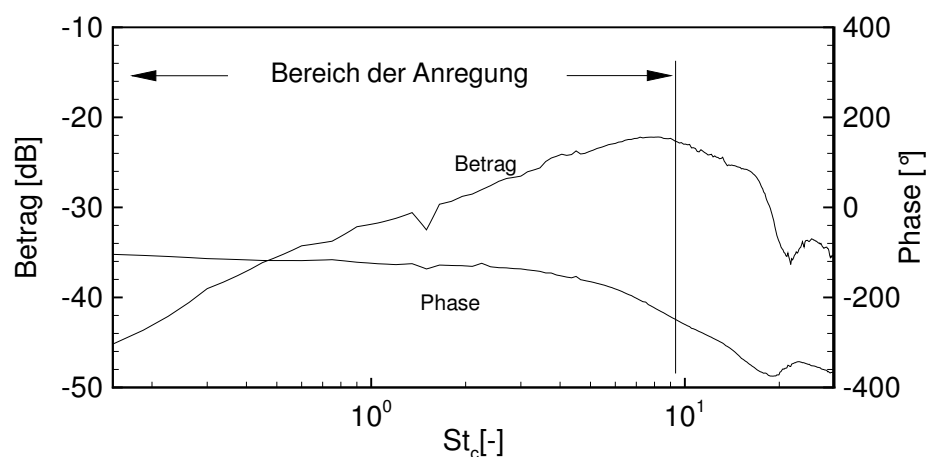


Bild 5.1: v'_{jet} -Frequenzgang des verwendeten Aktuators

Der Aktuator ist im Bereich bis $f = 300 \text{ Hz}$ ($St_c = 9$) gut verwendbar, da der Betrag

der v'_{jet} -Komponente einen linearen Verlauf hat. Die Phase hat einen leicht abfallenden linearen Verlauf. Dieses bedeutet eine Verzögerungszeit von etwa 0.2 ms zwischen Aktuator und v'_{jet} -Komponente der Störgeschwindigkeit.

Um herauszufinden welche Anregfrequenz am besten geeignet ist, wurde die Verteilung der Druckbeiwerte bei $c_\mu = 1 \cdot 10^{-3}$ (schwache Anregung) und $c_\mu = 6 \cdot 10^{-3}$ (moderate Anregung) für verschiedene Anregfrequenzen gemessen, Bild 5.2. Das Profil hat dabei einen festen Anstellwinkel von $\alpha = 20^\circ$.

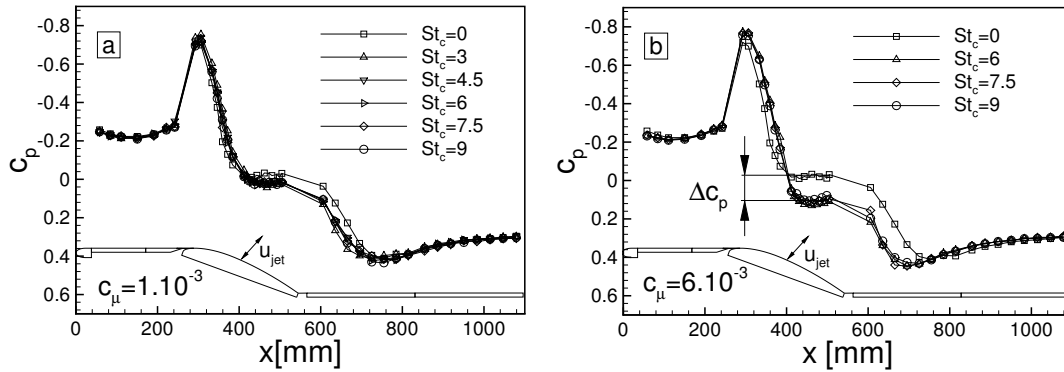


Bild 5.2: Druckbeiwertverteilung bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 20^\circ$ a) Bei konstanter Anregungsintensität von $c_\mu = 1 \cdot 10^{-3}$ b) Bei konstanter Anregungsintensität von $c_\mu = 6 \cdot 10^{-3}$

Bei einer schwachen Anregung (Bild 5.2a) ändert sich die Druckbeiwertverteilung wenig. Die Positionen der Ablöse- und der Wiederanlegepunkte bleiben bei dieser Anregungsintensität unverändert. Bei einer Anregungsintensität von $c_\mu = 6 \cdot 10^{-3}$ (Bild 5.2b) kann man erkennen, dass der Druckbeiwert durch periodische Anregung eine starke Änderung im Vergleich mit der schwachen Anregung erfährt. Die Anregung bewirkt einen Impulsaustausch zwischen Strahl- und Profilmströmung und damit eine Modifikation der gesamten Profilmströmung. Die Folge ist eine Verbesserung der Druckbeiwerte und eine Verkürzung in der Ablöselänge. Die Änderung des Druckbeiwertes $\Delta c_p = c_{p,Anregung} - c_{p,Grund}$ an der Position $x/c = 0.88$ aus den Daten von Bild 5.2 ist in Bild 5.3 zu sehen. Generell ist eine bessere Modifikation der Gesamtsprofilströmung bei kleiner Anregfrequenz zu erkennen. Dieses kann durch einen kleinen Wirbelfrequenzbereich in der abgelösten Scherschicht (siehe Abschnitt 4.5) erklärt werden. Bei schwacher Anregung liegt die Druckverbesserung bei $\Delta c_p = 6\%$ für die Anregfrequenz von $St_c = 3$. Bei einer Anregungsintensität von $c_\mu = 6 \cdot 10^{-3}$ ist $\Delta c_p = 14\%$ für die Anregfrequenz von $St_c = 6$.

Bei kleiner Anregfrequenz ist die maximale resultierende Anregungsintensität sehr gering ($c_\mu < 1 \cdot 10^{-3}$). Die verwendeten Aktuatoren sind nicht in der Lage, bei kleiner Anregfrequenz eine größerer Amplitude zu erzeugen. Die optimale Anregung erfolgt durch Variation der Anregfrequenz mit maximaler Anregungsintensität.

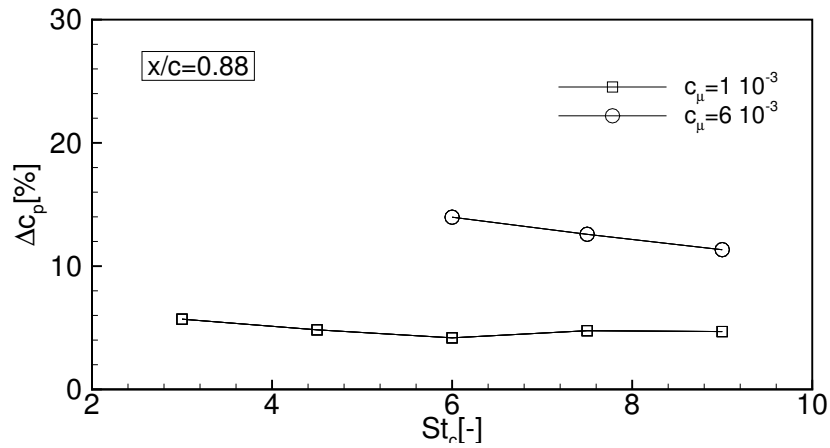


Bild 5.3: Druckbeiwertsänderung an der Position $x/c = 0.88$ bei Anregungsintensitäten von $c_\mu = 1 \cdot 10^{-3}$ und $c_\mu = 6 \cdot 10^{-3}$ (Daten aus Bild 5.2)

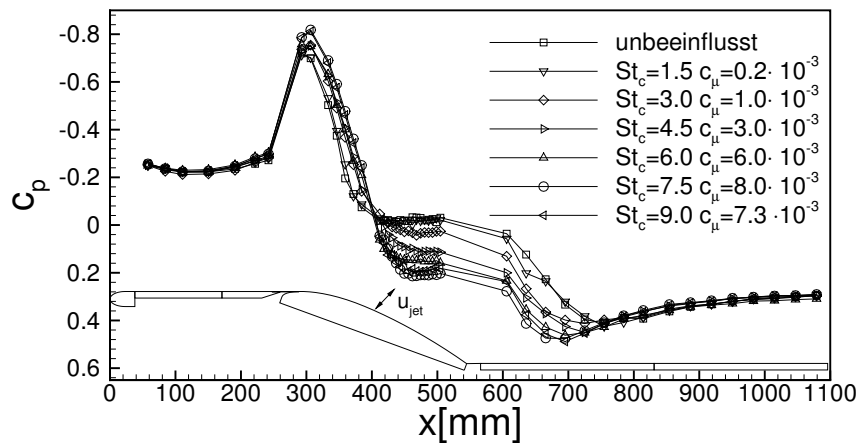


Bild 5.4: Druckbeiwertverteilung für verschiedenen Anregefrequenz mit maximalem Anregungsintensität c_μ bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 20^\circ$

Bild 5.4 zeigt die Verteilung des Druckbeiwertes für verschiedene Anregfrequenzen St_c bei maximaler Anregeintensität c_μ . Bei geringer Anregeintensität von $c_\mu = 0.2 \cdot 10^{-3}$ ($St_c = 1.5$) ist die Druckverteilung unverändert. Diese Anregeintensität entspricht einer Störgeschwindigkeit von $u'_{jet}/u_\infty = 0.35$. Bei einer ausreichenden Anregeintensität besitzt die Strahl-Strömung eine ausreichend Impuls, um die Profilmströmung zu modifizieren. Diese erfolgt ab einer Anregeintensität von $c_\mu = 3 \cdot 10^{-3}$ (entspricht einer Strahlggeschwindigkeit von $u'_{jet}/u_\infty = 1$). Die maximale Verbesserung des Druckbeiwertes wird bei maximaler Anregeintensität von $c_\mu = 8 \cdot 10^{-3}$ mit einer Anregfrequenz von $St_c = 7.5$ erreicht. Die Druckänderung liegt bei dieser Kombination bei $\Delta c_p = 23.35\%$.

5.1.2 Variation des Anstellwinkels

Es ist bekannt, dass die periodische Anregung optimal funktioniert, wenn die Position der Anregung in der Nähe des Ablösepunktes liegt. Dabei ist jedoch nicht geklärt, ob die Ablöseposition besser direkt vor oder hinter dem Anregeschlitz liegt. Deshalb wird hier der Profilanstellwinkel variiert mit dem Ziel, mit optimaler Anregung und optimalem Anstellwinkel die Strömungsablösung zu beeinflussen.

Der Ablösepunkt hat für die Anstellwinkel von $\alpha = 19^\circ$ und 20° die gleiche Position bei $x/c = 0.53$ (s.a. Bild 4.6). Die Position des Anregeschlitzes liegt bei $x_{jet}/c = 0.52$. In der ersten Messung wird die Verteilung der Druckbeiwerte für die genannten Anstellwinkel bestimmt. Außerdem wird zum Vergleich auch bei Anstellwinkeln von $\alpha = 18^\circ$ ($x_S = 0.60 \cdot c$) und $\alpha = 21^\circ$ ($x_S = 0.38 \cdot c$) gemessen. Die Druckbeiwertverteilungen für den Anstellwinkelbereich von $\alpha = 18^\circ$ bis 21° sind Bild 5.5 zu entnehmen.

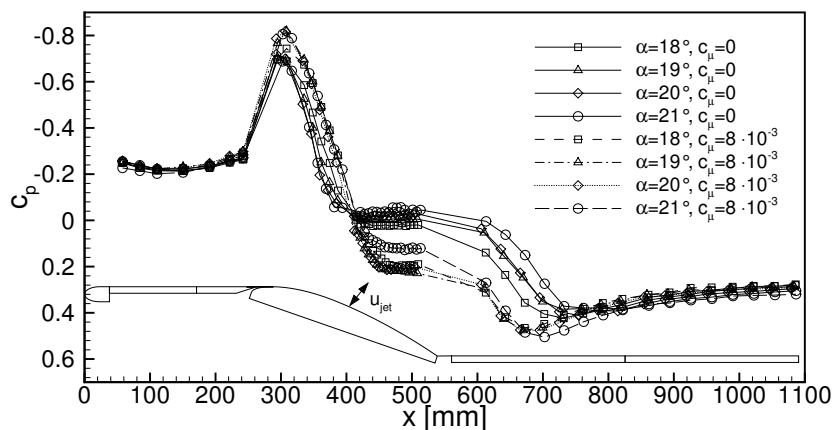


Bild 5.5: Druckbeiwertverteilung a) ohne Beeinflussung und b) bei optimaler Anregung ($c_\mu = 8 \cdot 10^{-3}$, $St_c = 7.5$)

Dargestellt sind die Druckbeiwerte ohne Beeinflussung und mit der optimalen Anregung ($St_c = 7.5$, $c_\mu = 8 \cdot 10^{-3}$). Die Verbesserung der Druckbeiwerte an der Position $x/c = 0.88$ für die Anstellwinkel $\alpha = 19^\circ$ und 20° sind etwa gleich ($\Delta c_p = 23.37\%$ für 19° und $\Delta c_p = 23.35\%$ für 20°). Die Ablösepunkte liegen für beiden Anstellwinkel etwa gleich bei $x_S \simeq 0.73$. Für den Fall des Ablösepunktes stromab bzw. stromauf des Schlitzes (18° bzw. 21°) beträgt die Druckverbesserung 5% weniger ($\Delta c_p = 16.94\%$ bzw. $\Delta c_p = 16.57\%$). Somit konzentrieren sich die weiteren Versuche auf die Anstellwinkel von 19° und 20° .

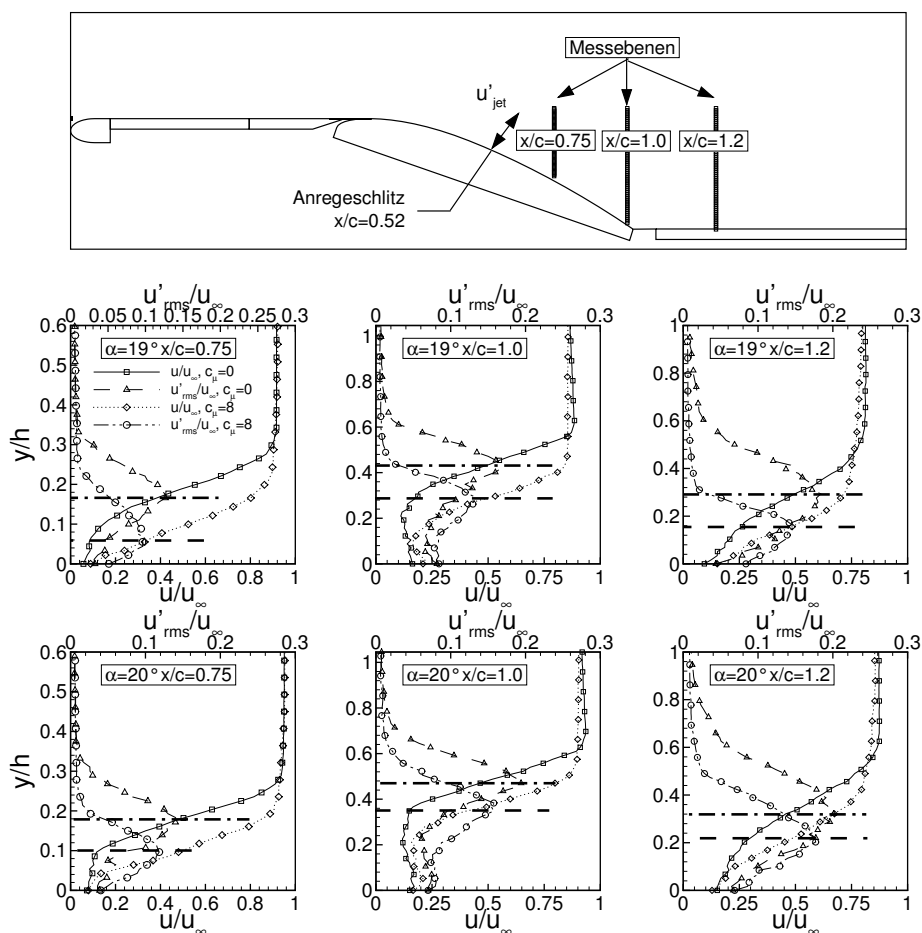


Bild 5.6: Mittlere Geschwindigkeitsprofile entlang dreier exemplarischer Schnitte ohne und mit Anregung ($St_c = 7.5$) für die Anstellwinkel $\alpha = 19^\circ$ und 20°

Bild 5.6 zeigt die mittleren Geschwindigkeitsprofile an drei verschiedenen Messpositionen für $\alpha = 19^\circ$ und 20° . Die Geschwindigkeitsprofile werden mit Hilfe einer Hitzdrahtsonde mit einer Abtastfrequenz von 5 kHz und mit mindestens 100000 Samples pro Messpunkt aufgenommen. Für die ausgewählten Anstellwinkel ($\alpha = 19^\circ$ und 20°)

werden die Profile immer an den gleichen Positionen stromab des Anregeschlitzes gemessen. Die Positionen sind $x/c = 0.75$, $x/c = 1.0$ und $x/c = 1.2$. Für die Darstellung sind die y -Koordinaten auf die Stufenhöhe h und die mittlere Geschwindigkeit auf die Anströmungsgeschwindigkeit u/u_∞ bezogen. Für die qualitative Aussage über die abgelöste Strömung wird hier die Ablöselinie verwendet. Aus Untersuchungen von Ruderich und Fernholz [1985], welche die Daten der Hitz- und Pulsdrahtsonde im Ablösebereich verglichen haben, ist bekannt, dass die Ablöselinie an einer Position $u'_{rms} \simeq 0.5u_\infty$ liegt. Diese Position ist in Bild 5.6 mit einer durchgezogenen Linie markiert. Generell kann man erkennen, dass die Höhe des Ablösegebietes durch periodische Anregung kleiner wird. Die Verringerung des Ablösegebietes resultiert aus der Verkürzung der Ablöselänge und beträgt an der Position $x/c = 0.75$ in etwa 75% bei einem Anstellwinkel $\alpha = 19^\circ$ sowie 50% bei $\alpha = 20^\circ$. An dieser Position liegt der Abstand der Ablöselinie bei etwa $y/h \simeq 0.2$ für beiden Anstellwinkel. Die Höhe der Ablöseblase an der Position $x/c = 1.0$ ist mit 21% etwas höher bei $\alpha = 20^\circ$ als bei $\alpha = 19^\circ$. Die Ablösehöhe an der Position $x/c = 1.2$ ist 45% geringer für $\alpha = 19^\circ$ und 33% niedriger für $\alpha = 20^\circ$. Das bedeutet, dass die Strömung für $\alpha = 19^\circ$ früher anlegt. Dieses ist in der Druckbeiwertverteilung nicht erkennbar, da der Abstand zwischen den Druckbohrungen an der Wiederanlegeplatte 40 mm beträgt.

Eine Analyse des mittleren Geschwindigkeitsfeldes für den unbeeinflussten Fall und angeregten Fall bei $\alpha = 19^\circ$ und $\alpha = 20^\circ$ zeigt eine deutliche Veränderung der Scherschichtdicke. Wie bereits in Abschnitt 4.4 beschrieben, wird die Impulsverlustdicke δ_2 als Maß für die Ausbreitung der Scherschicht herangezogen.

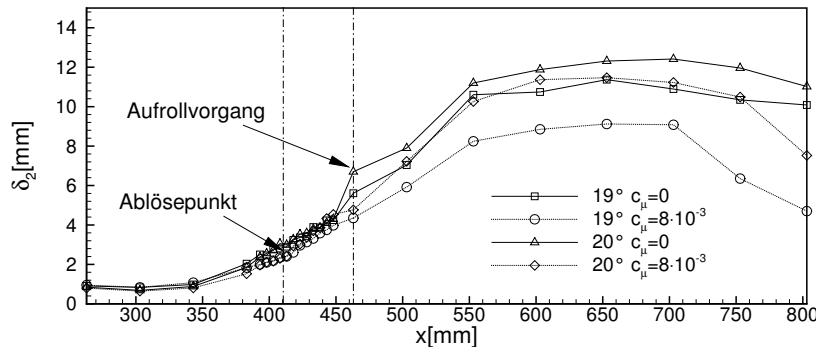


Bild 5.7: Entwicklung der Impulsverlustdicke δ_2 bei Anstellwinkel von $\alpha = 19^\circ$ und 20° ohne und mit Anregung ($c_\mu = 8 \cdot 10^{-3}$, $St_c = 7.5$)

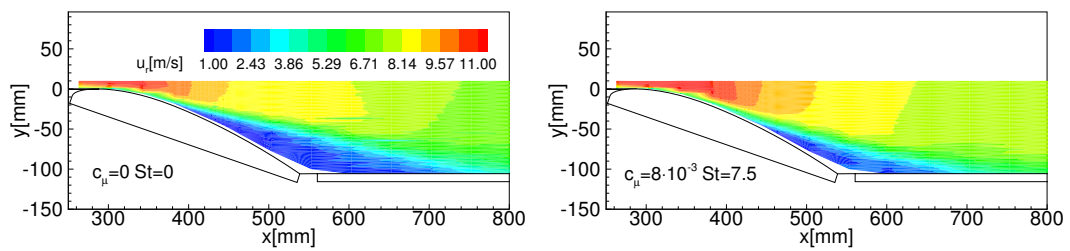
Die Entwicklung der Impulsverlustdicke ist Bild 5.7 zu entnehmen. Die Ausbreitung der Scherschichtdicke zeigt bis zur Position $x \simeq 350 \text{ mm}$ kaum Änderungen. Die Anregung verursacht nur eine geringe Abnahme der Scherschichtdicke in der Umgebung des Anregeschlitzes. Im unbeeinflussten Fall nimmt die Scherschichtdicke mit Beginn der Wirbelaufrollung rapide zu. Durch die Anregung kann eine Scherschichtunterdrückung, die bei $\alpha = 19^\circ$ maximal ist, beobachtet werden. Aus diesem Grund

erfolgten die weiteren Versuche mit einem Anstellwinkel von $\alpha = 19^\circ$.

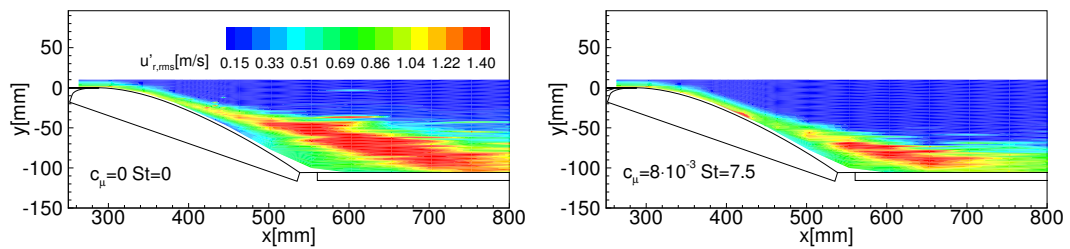
5.2 Mittleres Geschwindigkeitsfeld

5.2.1 Hauptströmungsrichtung

Die Verteilung der Geschwindigkeit ist in Bild 5.8 dargestellt. Die mittlere Geschwindigkeit wurde mit Hilfe einer Hitzdrahtsonde gemessen. Pro Messpunkt werden Hitzdrahtsignale mit einer Abtastrate von 5 kHz und 5000 Samples aufgenommen. Dargestellt ist das resultierende mittlere Geschwindigkeitsfeld ohne Anregung ($c_\mu = 0$) und mit einer Anregeintensität von ($c_\mu = 8 \cdot 10^{-3}$) bei einer Anregefrequenz von $St_c = 7.5$.



(a) Mittlere Geschwindigkeit, u_r



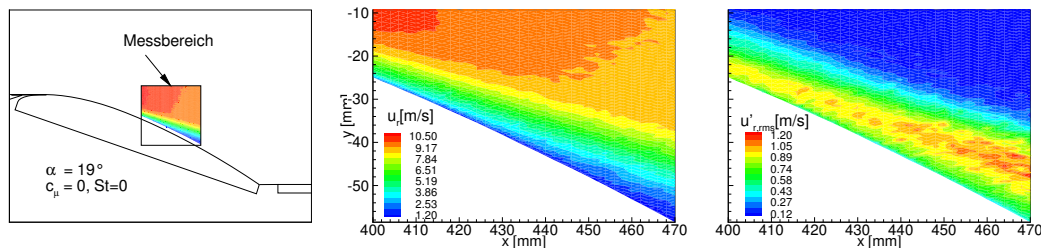
(b) Mittlere Schwankungsgröße der Geschwindigkeit, $u'_{r,rms}$

Bild 5.8: Verteilung des mittleren Strömungsfeldes ohne Anregung ($c_\mu = 0$) und bei einer Anregeintensität von $c_\mu = 8 \cdot 10^{-3}$, Anregefrequenz $St_c = 7.5$, zeitgemittelte Hitzdrahtmessung

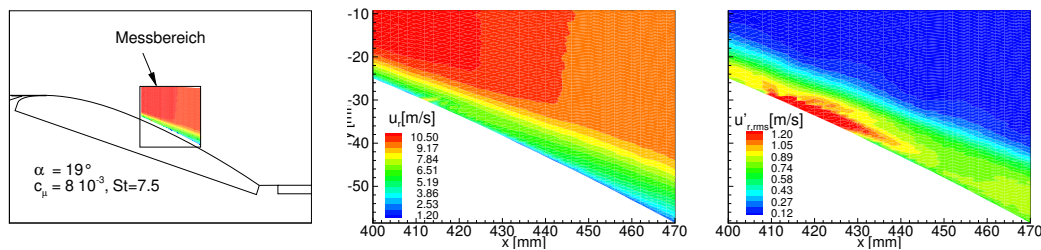
Bereits aus der resultierenden mittleren Geschwindigkeit u_r , Bild 5.8(a), kann man erkennen, dass sich das Ablösegebiet durch die periodische Anregung reduziert. Dieser Effekt wird begleitet durch eine Zunahme der Vermischung im Scherschichtbereich zwischen der Außenströmung und der abgelösten Strömung (Bild 5.8(a), rechts). Die

Schwankungsgeschwindigkeiten (Bild 5.8(b),rechts) nehmen dagegen durch die periodische Anregung im Vergleich ohne Anregung (Bild 5.8(a),links) ab. Eine höhere Schwankungsgeschwindigkeit an der Position des Anregeschlitzes (5.8(b),rechts) ist durch das periodische Ausblasen und Einsaugen bedingt. Durch die Anregung wird insgesamt eine deutliche Verkleinerung der Ablöseblase erreicht.

Um die Auswirkung der periodischen Anregung direkt in der Umgebung des Anregeschlitzes beobachten zu können, wurden die resultierenden Geschwindigkeiten in einem Bereich von $x = 400 \text{ mm}$ ($x/c = 0.51$) bis $x = 470 \text{ mm}$ ($x/c = 0.77$) in einem Abstand von $\Delta x = 2 \text{ mm}$ aufgenommen. Der Anregeschlitz liegt bei einer Position von $x = 412 \text{ mm}$ ($x/c = 0.52$).



(a) Mittleres Strömungsfeld, unbeeinflusst



(b) Mittleres Strömungsfeld, $c_\mu = 8 \cdot 10^{-3}$

Bild 5.9: Verteilung des mittleren Strömungsfeldes in Anregeschlitzsbereich, Hitzdrahtmessung

Die mittlere Geschwindigkeit bzw. die Schwankungsgeschwindigkeit ist in Bildteil 5.9(a)-mitte bzw. Bildteil 5.9(a)-rechts, dargestellt. Der Messbereich ist in Bild 5.9-links gekennzeichnet. Das Rückströmungsgebiet wird durch geringe Geschwindigkeiten (blaue Farbe im Konturplot, Bild 5.9(a)-mitte) erkennbar. Durch die periodische Anregung mit einer Anregeintensität von $c_\mu = 8 \cdot 10^{-3}$ (entspricht einer Strahlgeschwindigkeit von $u_{jet}/u_\infty = 2.2$) ist die Geschwindigkeit deutlich höher (siehe Bild 5.9(b),mitte). Die Strömung legt in diesem Bereich des Profils wieder an. Das periodische Ausblasen und Einsaugen wirkt sich auf das gesamte Strömungsfeld aus (Bild

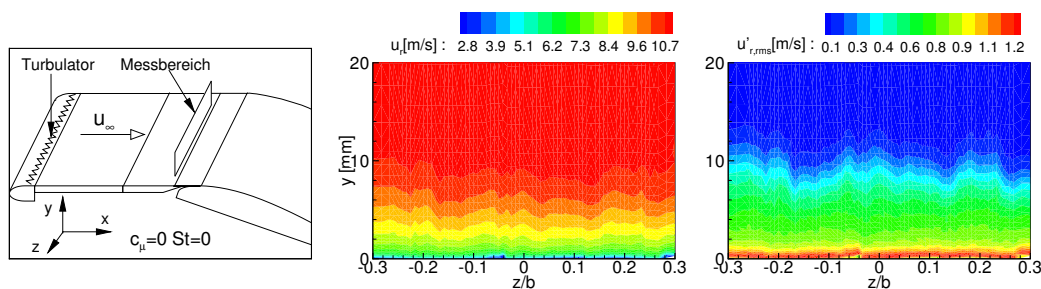
5.9(b),rechts). Diese Auswirkung ist nicht nur stromab sondern auch stromauf erkennbar. Dies wird am Farbumschlag im Konturplot der Geschwindigkeitschwankungen (Bild 5.9(b),rechts) sichtbar.

5.2.2 Spannweitenrichtung

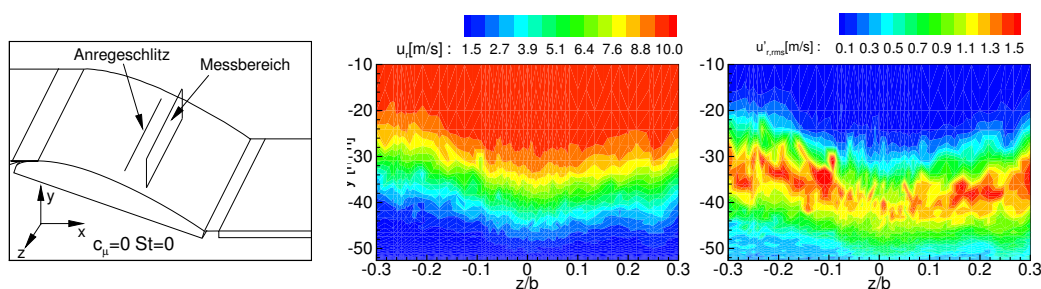
Das gemessene Strömungsfeld ist in Bild 5.10 dargestellt. Die Messungen wurden über 60% der gesamten Modellbreite ($-0.3 < z/b < 0.3$) mit einem Abstand von $\Delta z = 5 \text{ mm}$ aufgenommen. Diese Messungen erfolgten zunächst auf der Anströmplatte um zu überprüfen, ob die natürliche Strömung stromab des Anreageschlitzes keinen Einfluss auf einen dreidimensionalen Effekt hat. In der Darstellung des mittleren Geschwindigkeitsfeldes u_r erkennt man, dass der Betrag der maximalen Geschwindigkeit in Spannweitenrichtung keine größeren Änderungen aufweist. Die maximale Änderung der mittleren Geschwindigkeit und der Schwankungsgröße der Geschwindigkeit liegen bei $\Delta u_{r,\delta_{0.99}} = \Delta u'_{r,rms\delta_{0.99}} \simeq 1\%$. Der leicht wellige Verlauf in Wandnähe ist auf den Turbulator zurückzuführen. Diese Ergebnisse beweisen, dass die ankommenden Grenzschichtströmung als zweidimensional angenommen werden kann.

Stromab vom Anreageschlitz wurden die Grenzschichtprofile noch einmal für den unbeeinflussten und beeinflussten Fall gemessen. Die Länge des Anreageschlitzes ging dabei über 63% der gesamten Modellbreite. Wie bereits erwähnt, konnten die Messungen wegen der geometrischen Begrenzung der Travesiervorrichtung nur auf 60% der gesamten Modellbreite erfolgen. Bild 5.10(b) und 5.10(c) zeigen das gemessene Geschwindigkeitsfeld auf dem Profil an der Position $x = 452 \text{ mm}$ ($x/c = 0.7$). Diese Position befindet sich im Ablösegebiet, wobei der Ablösepunkt bei ca. $x = 413 \text{ mm}$ ($x/c = 0.53$) liegt (s.a. Bild 4.6).

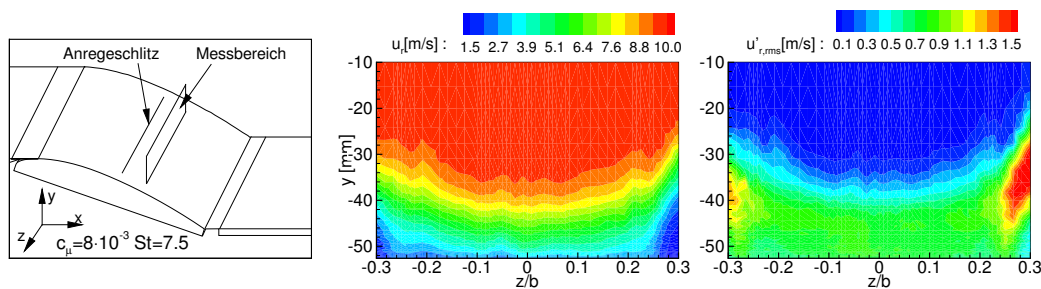
Im unbeeinflussten Fall, Bild 5.10(b), zeigt die Verteilung der mittleren Geschwindigkeit u_r einen dreidimensionalen Effekt. Dieses Phänomen erkennt man durch die 'S-Form' im Scherschichtbereich, d.h. die Ablöselinie ist hier nicht Symmetrieebene. Die dazugehörige Schwankungsgröße der Geschwindigkeit zeigt im Scherschichtbereich größere Turbulenzgrade und der maximale Turbulenzgrad liegt bei $Tu \simeq 19\%$. Die Auswirkung der periodischen Anregung des Geschwindigkeitsfeldes ist in Bild 5.10(c) dargestellt. Die mittlere Geschwindigkeit u_r wird durch die periodische Anregung deutlich erhöht, besonders im Scherschichtbereich des natürlichen Falls. Dies zwingt die Scherschicht nach unten in Wandrichtung. Hier erkennt man, dass die konstante mittlere Geschwindigkeitlinie im Bereich $z/b = \pm 0.1$ ($z = \pm 60 \text{ mm}$) etwa parallel ist. Dies zeigt, dass die Strömung durch die Anregung eine Zweidimensionalität erzeugt, zumindest im mittleren Bereich. In der Darstellung der Schwankungsgeschwindigkeit u'_r zeigt sich eine niedrige Schwankung im mittleren Bereich, der Turbulenzgrad liegt bei $Tu = 8\%$. Im Vergleich zum unbeeinflussten Fall reduziert sich der Turbulenzgrad damit um 58%. Im Seitenbereich dagegen wirkt sich die periodische Anregung nicht aus. Hier wird ein Effekt durch den am Kanalwand auftretenden Ecken-Wirbel vermutet.



(a) Mittleres Strömungsfeld auf der Anströmplatte $x = 244 \text{ mm}$, unbeeinflusst, zeitgemittelte Hitzdrahtmessung



(b) Mittleres Strömungsfeld über dem Profil $x = 452 \text{ mm}$, unbeeinflusst



(c) Mittleres Strömungsfeld über dem Profil $x = 452 \text{ mm}$, $c_\mu = 8 \cdot 10^{-3}$

Bild 5.10: Mittleres Strömungsfeld in Spannweitenrichtung auf der Anströmplatte und auf dem Profil, zeitgemittelte Hitzdrahtmessung

5.3 Instationäres Geschwindigkeitsfeld

In diesem Abschnitt wird die Auswirkung sowie das instationäre Verhalten der Strömung durch periodisches Ausblasen und Einsaugen dokumentiert. Hierbei wird das Strömungsfeld auf dem Profil in Hauptströmungs- und Spannweitenrichtung wieder mit einer Hitzdrahtsonde gemessen. Die generierten Druckschwankungen im Aktuator werden mit Hilfe eines piezoresistiven Drucksensors erfasst.

5.3.1 Hauptströmungsrichtung

Um die instationären Strömungsvorgänge für verschiedene Zeitpunkte beobachten zu können, wurde das gemessene Geschwindigkeitsfeld aus dem Bild 5.9(b), Abschnitt 5.2, zu verschiedenen Phasen in einem Konturplot dargestellt. Als Triggersignal wurde die generierte Druckschwankung im Aktuator verwendet.

Die Verteilung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit u_r ist in Bild 5.11 für sieben verschiedene Zeitpunkte als Konturplot dargestellt. Alle sieben Bilder zusammen bilden eine Periodendauer der Anregung. Die Phase der Anregung ist durch Pfeile eingezeichnet, deren Länge der Amplitude der Anregung entspricht. Hierbei ist im animierten Konturplot nur die geeignete Anregeintensität von $c_\mu = 8 \cdot 10^{-3}$ und Anregefrequenz von $St_c = 7.5$ dargestellt. Die eingezeichnete Pfeile mit \nearrow bzw. \swarrow symbolisieren die periodische Ausblas- bzw. Einsaugphase.

Die periodische Ausblasphase ist vom Zeitpunkt $t/T = 0$, Bild 5.11a, bis zum Zeitpunkt $t/T = 0.42$, Bild 5.11e, dargestellt. Der Zeitpunkt $t/T = 0.63$, Bild 5.11f, bis zum Zeitpunkt $t/T = 0.95$, Bild 5.11h repräsentiert die periodische Einsaugphase. In der Ausblasphase kann man erkennen, dass die resultierende Störgeschwindigkeit vom Aktuator etwas verzögert wird. Dies ist ab dem Zeitpunkt $t/T = 0.31$ sichtbar (durch die rote Farbe an der Wand erkennbar). Diese Zeitverzögerung resultiert aus dem Abstand zwischen Aktuator und Wandschlitz. Die etwas niedrigere Geschwindigkeit vor dem Jet (durch blaue Farbe erkennbar, s. z.B. Bild 5.11d) resultiert aus der vorhandenen Störgeschwindigkeit, die die ankommende Grenzschichtströmung blockiert. Diesen Effekt erkennt man auch hinter dem Jet (s.a. Bild 5.11d).

Die Auswirkungen der Störgeschwindigkeit sind auch im Scherschichtbereich und Außenströmung erkennbar. Durch den Jet ist die Profilströmung in der Ausblasphase nach oben bzw. nach unten in der Einsaugphase deformiert (durch einen Buckel sichtbar). Die etwas höhere Geschwindigkeit bei der Ausblasphase wird ersetzt durch die niedrigere Geschwindigkeit bei der Einsaugphase. Dieser Vorgang verläuft periodisch und bewegt sich stromab vom Anregeschlitz (durchgezogene Linie).

Die Momentanwerte der Schwankungsgeschwindigkeit u'_r sind in Bild 5.12 dargestellt. In Verbindung mit der mittleren Geschwindigkeit u_r , Bild 5.11 sind die etwas höheren bzw. niedrigeren Geschwindigkeiten durch positive bzw. negative Schwankungen erkennbar. Die positiven bzw. die negativen Schwankungen werden durch die rote bzw.

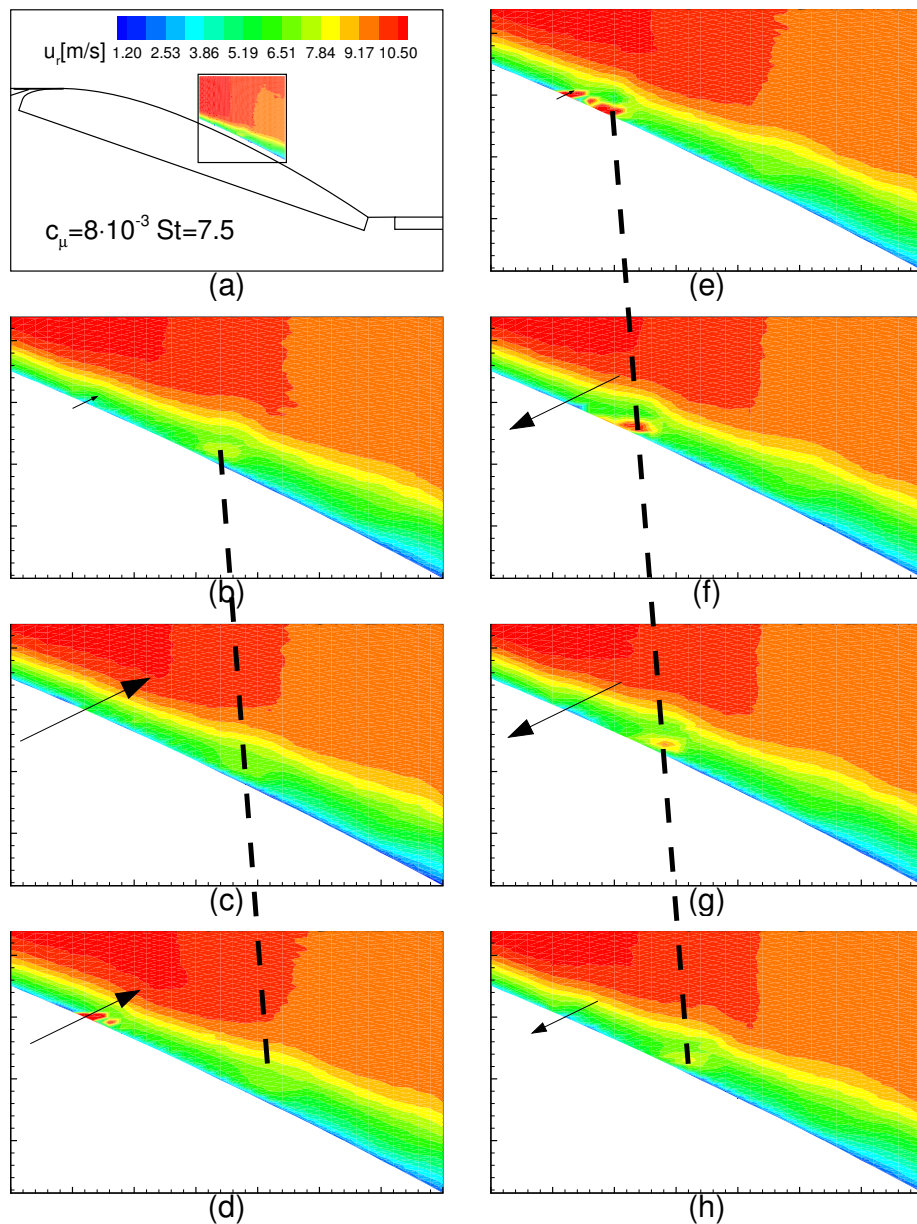


Bild 5.11: Verteilung des Momentanwertes der mittleren Geschwindigkeiten zu verschiedenen Phasen bei Anregung mit $c_\mu = 8 \cdot 10^{-3}$ und $St_c = 7.5$ ($\alpha = 19^\circ$). (a). Messbereich, (b). Zum Zeitpunkt $t/T = 0$, (c). $t/T = 0.16$, (d). $t/T = 0.31$, (e). $t/T = 0.47$, (f). $t/T = 0.63$, (g). $t/T = 0.79$, (h). $t/T = 0.95$

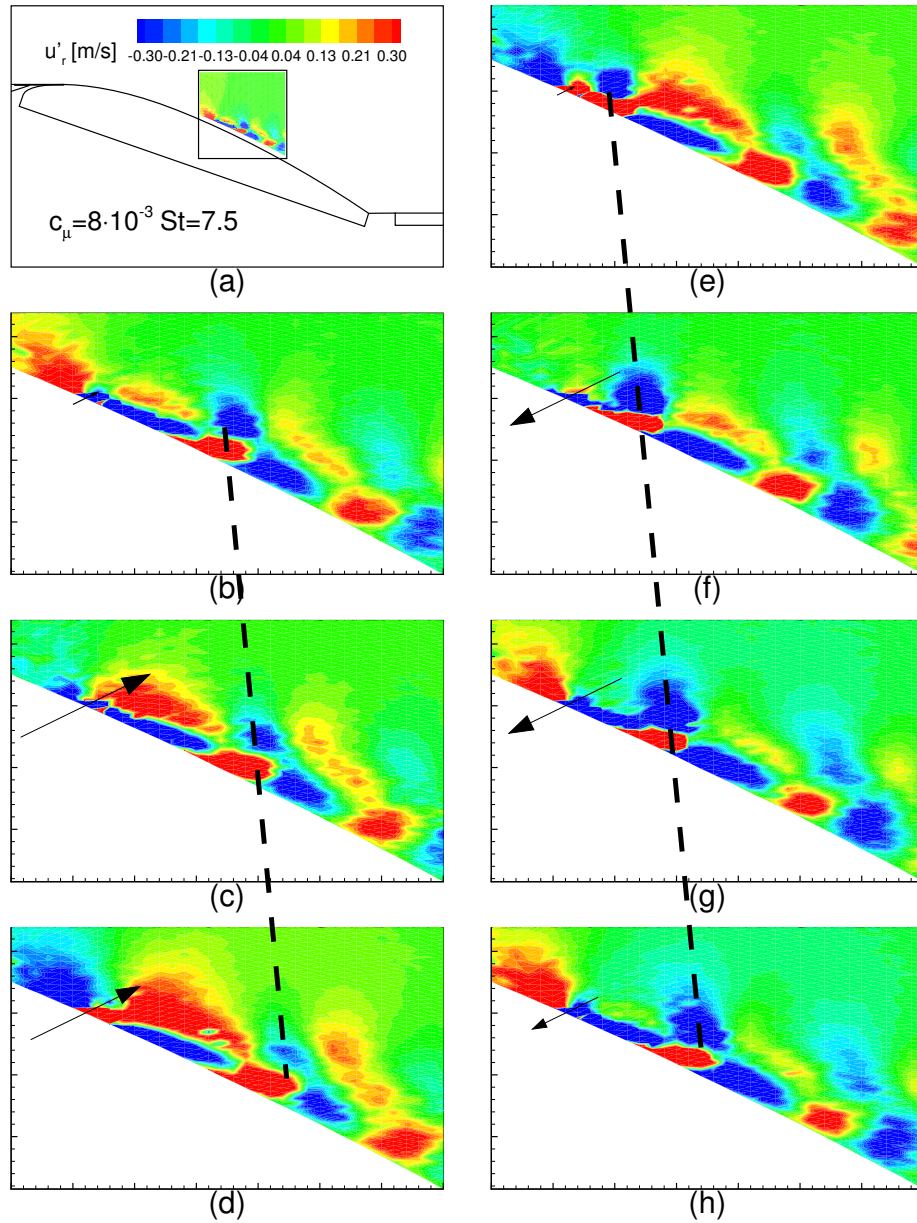


Bild 5.12: Verteilung des Momentanwertes der Schwankungsgeschwindigkeiten zu verschiedenen Phasen bei Anregung mit $c_\mu = 8 \cdot 10^{-3}$ und $St_c = 7.5$ ($\alpha = 19^\circ$). (a). Messbereich, (b). Zum Zeitpunkt $t/T = 0$, (c). $t/T = 0.16$, (d). $t/T = 0.31$, (e). $t/T = 0.47$, (f). $t/T = 0.63$, (g). $t/T = 0.79$, (h). $t/T = 0.95$

die blaue Farbe dargestellt. Diese höhere und niedrigere Geschwindigkeit kann als Wirbel identifiziert werden. Beginnend mit dem Zeitpunkt $t/T = 0$, Bild 5.12b, zeigt sich bis zum Zeitpunkt $t/T = 0.95$, Bild 5.12h, in der Ausblas- und Einsaugphase eine Generierung der Wirbel. Die Wirbel werden also kontinuierlich erzeugt und wandern mit der Grenzschicht stromab.

Zum Zeitpunkt $t/T = 0.31$, Bild 5.12d, kann man deutlich erkennen, dass die höheren Schwankungen in der Strömung aus der höheren Störgeschwindigkeit vom Aktuator resultieren. Die vorhandene Störgeschwindigkeit, wie bereits beschrieben, wird durch die Strömung vor und hinter dem Jet blockiert. Dies erkennt man durch die negativen Schwankungsgeschwindigkeiten vor und hinter dem Jet. Die resultierende Störgeschwindigkeit wirkt sich bis in die Außenströmung aus und ergibt einen Impulsaustausch zwischen Störgeschwindigkeit und Außenströmung. Dieser Impulsaustausch wird stromab in Strömungsrichtung in Wandrichtung transportiert. Dieser Prozess ist in Bild 5.12 durch durchgezogene Linien gekennzeichnet.

5.3.2 Spannweitenrichtung

Es ist von Interesse, die Homogenität der Wirbelvorgänge durch periodische Anregung in Spannweitenrichtung zu dokumentieren. Zu diesem Zweck wird das gemessene Geschwindigkeitsfeld aus Bild 5.10(c) zu verschiedenen Phasen der Anregung ausgewertet.

Bild 5.13 zeigt den Momentantwert der Schwankungsgeschwindigkeit in Spannweitenrichtung 40 mm vor dem Anregeschlitz. An dieser Position ist die Strömung anliegend. Hierbei kann man erkennen, dass aus dem periodischen Ausblasen und Einsaugen eine positive bzw. negative Schwankungsgeschwindigkeit in der Strömung resultiert. Wie bereits beschrieben, resultiert die höhere Geschwindigkeit an der Wand aus einem Impulsaustausch zwischen Strahl- und Außenströmung. Dieser Prozess beginnt zum Zeitpunkt $t/T = 0.31$, Bild 5.13d, bis zum Zeitpunkt $t/T = 0$, Bild 5.13b. Der Austauschprozess in der Strömung und die transportierten Impulse lassen sich durch positive Schwankungsgeschwindigkeit (roter Farbumschlag) in der Strömung und an der Wand erkennen (s. z.B. Bild 5.13b und Bild 5.13d).

Die periodische Störgeschwindigkeit vom Aktuator führt zu einer Homogenität in der Strömung, sowohl in der Ausblasphase als auch in der Einsaugphase. Dies ist in der Ausblasphase, Zeitpunkt $t/T = 0.31$ (Bild 5.13d), und in der Einsaugphase, Zeitpunkt $t/T = 0.95$ (Bild 5.13h), sichtbar. Dies zeigt, dass die Strömung durch den Vorgang des periodischen Ausblasen und Einsaugen eine Zweidimensionalität induziert, die aus der Homogenität der periodischen Anregung resultiert.

Auf eine Aussage über die Wirbelverläufe in Spannweitenrichtung wird hier verzichtet, da die resultierende Geschwindigkeit in Spannweitenrichtung (w -Komponente) kleiner ist als die Geschwindigkeit in der Hauptströmungsrichtung (u -Komponente).

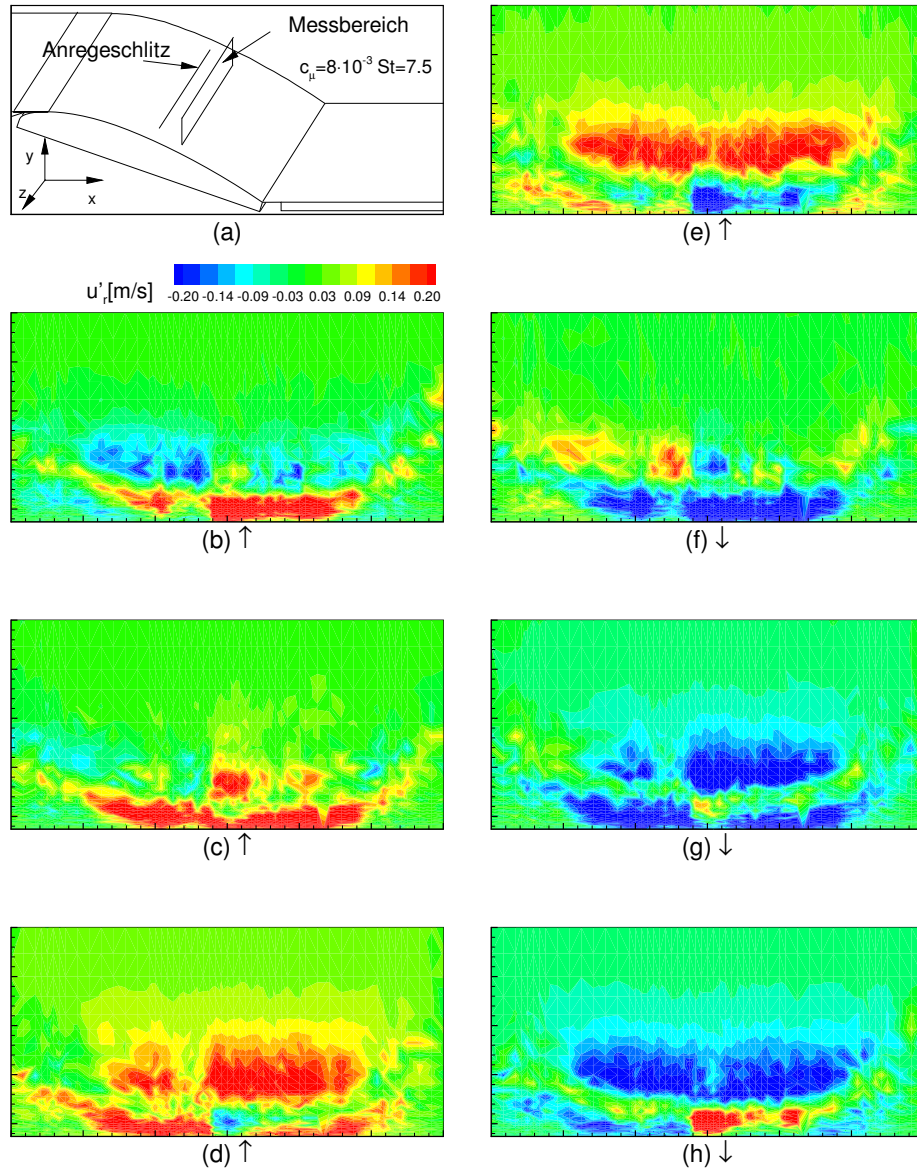


Bild 5.13: Momentanwert der Schwankungsgröße der Geschwindigkeit, $c_\mu = 8 \cdot 10^{-3}$
 (a). Messbereich, (b). Zum Zeitpunkt $t/T = 0$, (c). $t/T = 0.16$, (d). $t/T = 0.31$, (e). $t/T = 0.47$, (f). $t/T = 0.63$, (g). $t/T = 0.79$, (h). $t/T = 0.95$

5.4 Instationärer Druckmessung

Bild 5.14 zeigt die gemessenen Druckbeiwerte zu verschiedenen Phasen für den beeinflussten Strömungszustand bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 19^\circ$. Alle sechs Bilder zusammen bilden eine Periodendauer. Die Pfeile in der Legende symbolisieren die periodischen Ausblasphasen (\uparrow) bzw. Einsaugphasen (\downarrow).

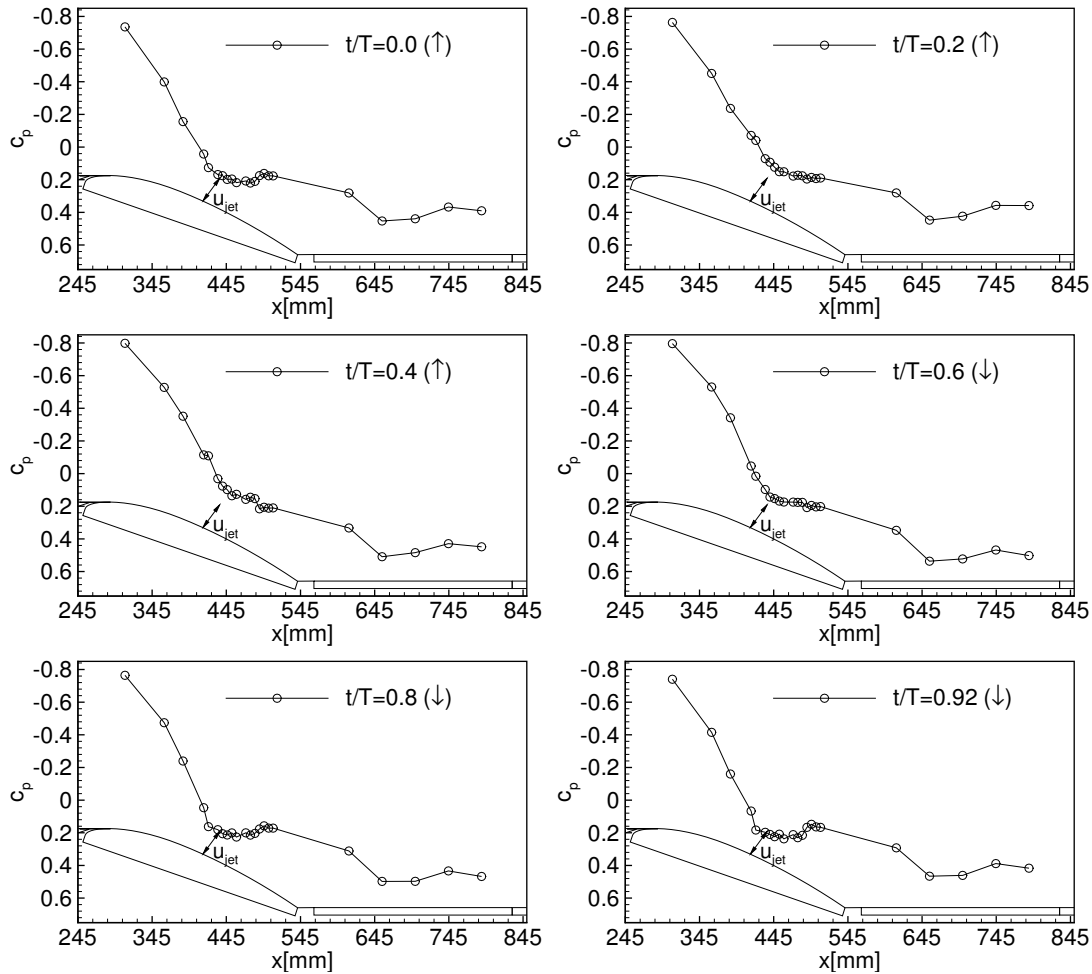


Bild 5.14: Druckbeiwertverteilung zu verschiedenen Phasen ($\alpha = 19^\circ$, $St_c = 7.5$, $c_\mu = 8 \cdot 10^{-3}$)

Man kann erkennen, dass die Druckbeiwertverteilung ebenfalls mit der Anregung periodisch schwankt. Diese Schwankungen sind sowohl stromab als auch stromauf vom Anregeschlitz erkennbar. Der Ablösepunkt wandert zwischen $x \simeq 414$ ($x/c = 0.53$, Bild 5.14 zum Zeitpunkt $t/T = 0.92$) bis $x \simeq 495$ ($x/c = 0.82$, Bild 5.14 zum Zeitpunkt $t/T = 0.4$).

Eine Analyse der Drucksensorsignale zeigt deutlich, wie die Druckschwankungen p' reagieren. Bild 5.15 zeigt die Zeitschriebe der Drucksignale bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 19^\circ$. Die Ablöseposition bei natürlichem Strömungszustand befindet sich bei diesem Anstellwinkel bei $x/c = 0.53$ (s. Bild 4.6) und beim beeinflussten Fall bei $x/c = 0.73$ (s. Abschnitt 5.1.2).

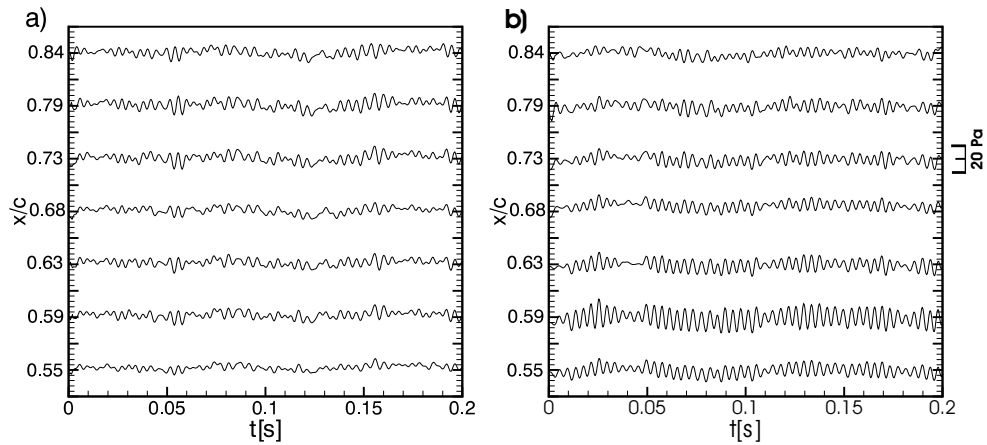


Bild 5.15: p' -Signale der instationären Drucksensor für ausgewählten Positionen ($\alpha = 19^\circ$), a). unbeeinflusster Strömungszustand, b). beeinflusster Fall

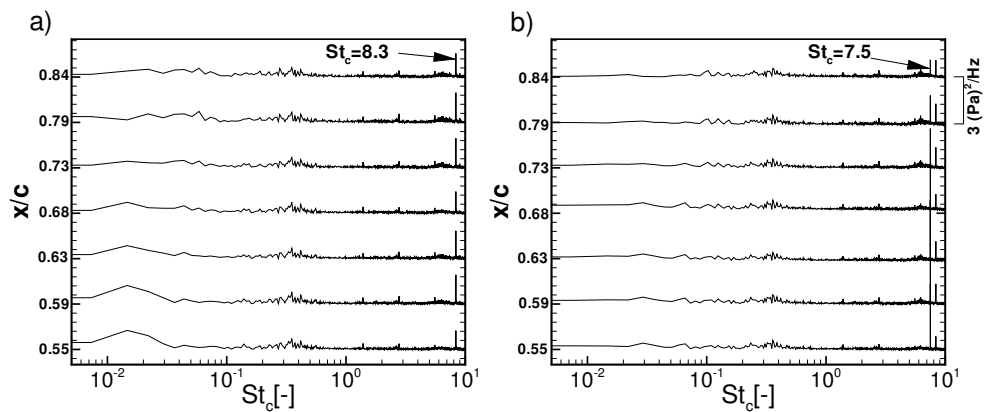


Bild 5.16: p' -Spektren der Drucksensoren für die ausgewählten Positionen ($\alpha = 19^\circ$), a). unbeeinflusster Strömungszustand, b). beeinflusster Fall

Die Auswirkung der periodischer Anregung ist in Bild 5.15b dargestellt. Hier reagieren die Signale durch die Anregung besonders in der Nähe der Anregeschlitz, da der Impulsaustausch zwischen Jet und Außenströmung in diesem Bereich maximal ist. Die dazugehörige Spektren der Signale sind in Bild 5.16 dargestellt. Hier erkennt man zunächst deutliche Störungen bei $St_c = 8.3$, die durch dem Motor verursacht (vgl. Abschnitt 4.5.1). Im natürlichen Strömungszustand, Bild 5.16a, zeigt sich wieder die

niedrige Flapping-Frequenz von $St_c = 0.015$ (s. Abschnitt 4.5.2). Durch die Anregung zeigen die Spektren der Signale im beeinflussten Fall, Bild 5.16b, eine Ausbreitung der Anregfrequenz von $St_c = 7.5$, stromauf des Anreageschlitzes und im Wiederanlegebereich (nicht dargestellt). Die Flapping-Frequenz wird also durch die periodische Anregung eliminiert.

5.5 Doppel-Oberflächenheizdrahtarray

Bild 5.17 zeigt Ergebnisse der Messungen mit einem Doppel-Oberflächenheizdrahtarray auf dem Profil bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 19^\circ$. Bei diesem Winkel befindet sich die Grenzschichtstömungsablösung im Bereich des Sensorarrays. Die Signale des jeweils ersten Sensors werden mit 300 Hz Tiefpass gefiltert. Man erkennt, dass die periodische Anregung die Signale deutlich verändert.

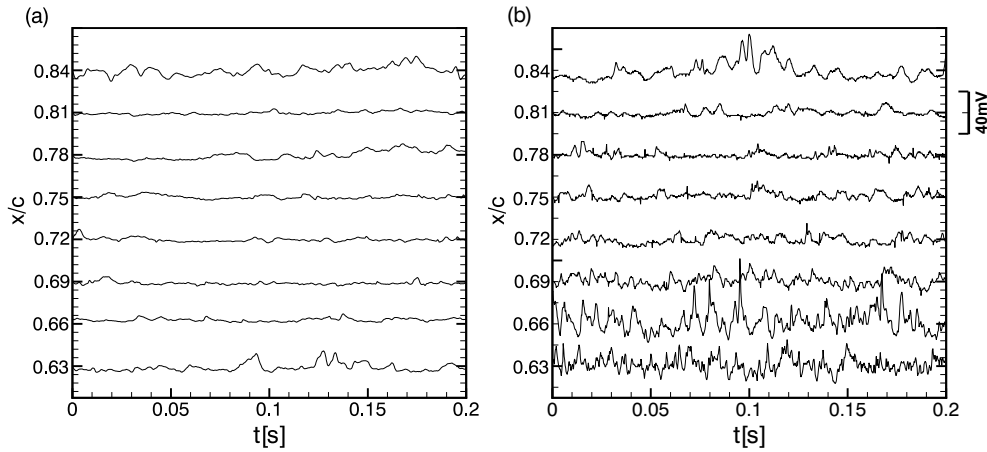


Bild 5.17: u'_w -Signale der Doppel-Oberflächenheizdrahtarray jeweils erster Sensor bei $\alpha = 19^\circ$, a). unbeeinflusster Strömungszustand, b). beeinflusster Fall

Im unbeeinflussten Fall, Bild 5.17a, zeigen die Signale kaum Schwankungen, durch die periodischer Anregung dagegen deutlich größere Schwankungen, Bild 5.17b, besonders in der Nähe der Anregung an der Position $x/c = 0.52$. Durch den Impulstransport der periodische Anregung wird die Geschwindigkeit an der Wand beschleunigt. Die resultierende Geschwindigkeit ist mit der Entfernung vom Anreageschlitz langsamer geworden und reicht irgendwann nicht mehr aus, um die Reibungseffekte der Rückströmung zu dominieren. Dies ist ab einer Position von $x/c = 0.72$ durch die Reduzierung der Schwankungsgeschwindigkeit erkennbar.

Durch die Fourieranalyse können charakteristische Frequenzanteile der Signale identifiziert werden. Bild 5.18 zeigt die Spektren der Sensorsignale und ihre Frequenzanteile für den unbeeinflussten und beeinflussten Strömungszustand. Im unbeeinflussten Fall, Bild 5.18a, erkennt man die Signalamplituden mit niedrigen Frequenz. Wie bereits in

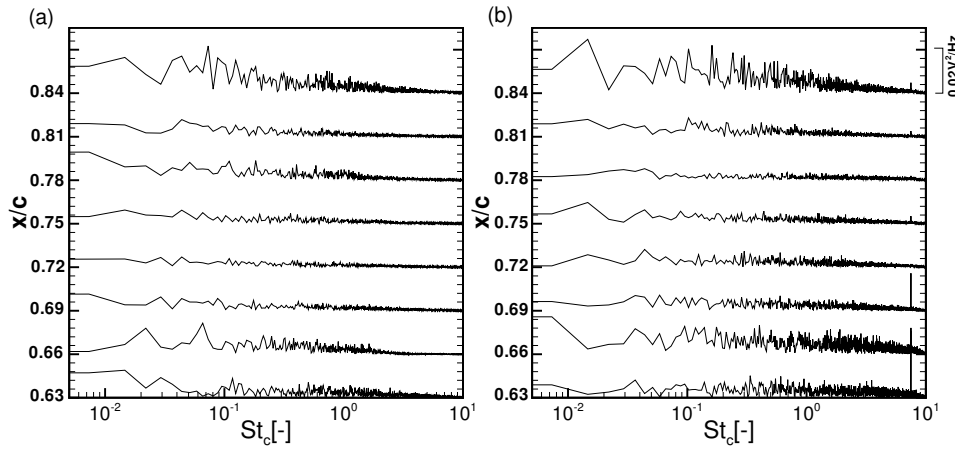


Bild 5.18: u'_w -Spektren der Doppel-Oberflächenheizdrahtarray jeweils erster Sensor bei $\alpha = 19^\circ$, a). unbeeinflusster Strömungszustand, b). beeinflusster Fall

Abschnitt 4.5.3 erwähnt, korrespondieren die niedrigen Frequenzen mit der Flapping-Frequenz in der Ablöseblase. Beim beeinflussten Fall, Bild 5.18b, zeigen die Signale mit Frequenz gleich Anregfrequenz von $St_c = 7.5$. In der Nähe des Anregeschlitzes bis an die Position von $x/c = 0.69$ ist die Flapping-Frequenz verschwunden und es dominiert die Anregfrequenz. Ab einer Position von $x/c = 0.72$, d.h. in der Nähe des Ablösepunktes, ist die Flapping-Frequenz wieder dominant.

5.6 Mittlerer Wandreibungsbeiwert

Um eine quantitative Aussage über die Position des Wiederanlegepunktes treffen zu können, werden die Wandreibungsbeiwerte mit Hilfe des CPM3-Verfahrens auf der Wiederanlegeplatte aufgenommen.

Die Wandreibungsbeiwerte wurden an 12 verschiedenen Positionen neben den Druckbohrungen mit und ohne Anregung gemessen, angefangen an der Position $x = 655 \text{ mm}$ ($x/c = 1.42$) bis $x = 1019 \text{ mm}$ ($x/c = 2.63$). Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Bild 5.19 über der Lauflänge $x[\text{mm}]$ dargestellt. Für den Fall des unbeeinflussten Strömungszustandes werden die Wandreibungsbeiwerte erst ab einer Position von $x = 720 \text{ mm}$ ($x/c = 1.63$) ermittelt, damit sich die CPM3-Sonde hinter dem Ablösegebiet befindet.

Der Betrag des Wandreibungsbeiwertes steigt rapide stromab des Wiederanlegepunktes und erreicht ein konstantes Niveau von $c_f = 2.6 \cdot 10^3$ ab einer Position von $x = 986 \text{ mm}$ ($x/c = 2.52$) für den beeinflussten Strömungszustand. Bei dem natürlichen Strömungszustand wird bis zur Position $x = 1019 \text{ mm}$ ($x/c = 2.63$) noch kein konstanter Wert erreicht. Der Wiederanlegepunkt ist durch das Kriterium $c_f = 0$ definiert und kann aus den Verläufen der Wandreibungsbeiwerte durch Extrapolation

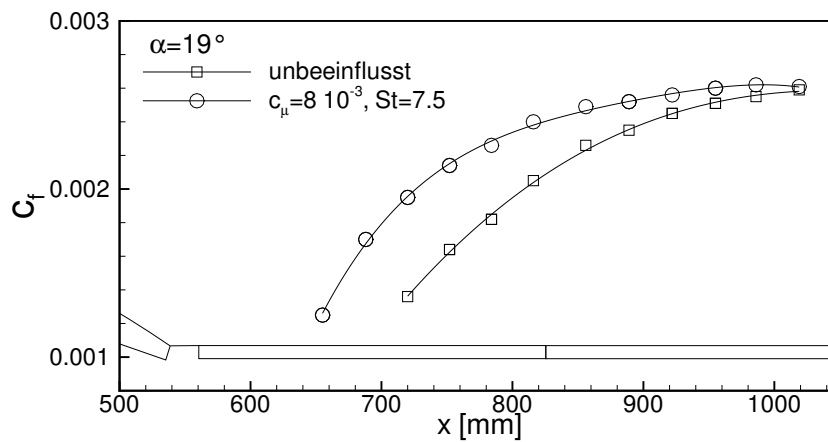


Bild 5.19: Wandreibungsverlauf auf der Wiederanlegeplatte bei $\alpha = 19^\circ$

bestimmt werden. Damit liegt der Wiederanlegepunkt bei $x_R \simeq 700 \text{ mm}$ ($x/c = 1.57$) im natürlichen Fall und $x_R \simeq 650 \text{ mm}$ ($x/c = 1.4$) im angeregten Strömungszustand.

Der Ablösepunkt x_S liegt bei $x/c = 0.53$ für den natürlichen Fall (s. Bild 4.6) und $x/c = 0.72$ für den angeregten Strömungszustand (s. Abschnitt 5.5). Daraus ergibt sich eine Ablöselänge $x_R - x_S$ von $\Delta x/c = 1.04$ für den natürlichen Fall bzw. $\Delta x/c = 0.68$ für den angeregten Strömungszustand. Dies entspricht eine Verkürzung der Ablöselänge um etwa 35%.

Voruntersuchungen in der abgelösten Scherschicht für den Fall des unbeeinflussten Strömungszustandes hatten gezeigt, dass die abgelöste Scherschicht deutlich instabil ist (vgl. Bild 4.8 und Bild 4.9). Sie zeigt eine Wirbelstruktur und ein periodisches Verhalten in der Strömung. Nach einer Sichtbarmachung der Wirbelstrukturen in der freien Scherschicht von Roshko [1976] und Ho und Huang [1982] kann die Wirbelaufrollung und Wirbelpaarung zu einer diskreten Wirbelstruktur (Kelvin-Helmholtz-Instabilität) führen. Der Ablauf der Wirbelaufrollung ist noch nicht vollständig geklärt. Eine Hypothese gibt es z.B. von Kiya, Shimizu, und Mochizuki [1997]. Sie vermuten eine Rückkopplung in der Ablöseblase. Die Ablöseblase wird als eine selbsterregte¹ Strömung (*Self-excited Flow*) durch eine Rückkopplungsschleife aufrechterhalten. Fluktuationen im Wiederanlegebereich, die durch den Zusammenstoß (*impingement*) der Wirbel verursacht werden, werden in die Strömung induziert und führen zur Wirbelaufrollung in der Scherschicht. Nach Sigurdson [1995] wird der Zusammenstoß der Wirbel als *Shedding-Type* Instabilität (oder *Impinging-Type* Instabilität) bezeichnet.

Damit kann die unbeeinflusste Strömungsablösung mit Wiederanlegung durch zwei Instabilitäten charakterisiert werden. Zum einen kann eine Kelvin-Helmholtz-Instabilität in der abgelösten Scherschicht und zum anderen kann eine *Shedding-Type*-Instabilität identifiziert werden. Die Frequenz der anfänglichen Kelvin-Helmholtz-Instabilität bezogen auf die Impulsverlustdicke an der Ablöseposition ist abhängig von der Reynoldszahl (Sigurdson 1995).

In dieser Arbeit liegt sie bei $St_{\delta_2} \simeq 0.0168$ (vgl. Gleichung 4.6). Im Gegensatz zur Kelvin-Helmholtz-Instabilität ist die *Shedding-Type*-Instabilität von der Reynoldszahl unabhängig. Sie liegt bei $St_h \simeq 0.07$. Diese *Shedding*-Frequenz liegt in der Größenordnung anderer Strömungskonfigurationen mit Ablöseblase, wie z.B. der Vorderkanten-Ablösung von Kiya und Sasaki [1985], $St_h \simeq 0.07 - 0.08$, hinter einem axialsymmetrischen Zylinder nach Sigurdson [1995], $St_h \simeq 0.07 - 0.09$, hinter

¹Externe Störungen haben keinen Einfluss auf die Aufrechterhaltung der Schwingung

einer zurückspringenden Stufe von Eaton und Johnston [1982], $St_h \simeq 0.07$ und in einem Diffusor von Brunn und Nitsche [2002], $St_h \simeq 0.069$. Dies zeigt, dass die Shedding-Type-Instabilität unabhängig von der Reynoldszahl ist.

In den vorliegenden Arbeiten wird eine Bewegung der Ablöseblase mit niedriger Frequenz, die sog. Flapping-Frequenz, beobachtet, wie auch in andere Strömungskonfiguration mit geschlossenem Ablöseblase (vgl. Kapitel 2). Die Flapping-Frequenz kann durch den Spektrum der Druck- bzw. Geschwindigkeitschwankungen identifiziert werden und liegt zwischen $0.015 \leq St_c \leq 0.15$. Die korrespondierende Strouhalzahl bezogen auf der Ablöselänge $x_{SR} = x_S - x_R$ liegt zwischen $0.0156 \leq St_{x_{SR}} \leq 0.156$ und in der gleichen Größenordnung von Hudy, Naguib, und Humphreys-Jr. [2003], $0.12 < St_{x_{SR}} < 0.18$, Lee und Sung [2001], $St_{x_{SR}} = 0.11$ und Heenan und Morrison [1998], $St_{x_{SR}} = 0.1$. Die gebildete Flapping-Frequenz mit der Ablöselänge x_{SR} zeigt einen Zusammenhang mit der Rückkopplung zwischen dem Wiederanlege- und Ablösepunkte, wie Mabey [1972], Castro und Haque [1987] und Kiya, Shimizu, und Mochizuki [1997] vorgeschlagen haben. Ob es eine Rückkopplung zwischen dem Wiederanlege- und des Ablösepunkt besteht, konnte in dieser Arbeit nicht geklärt werden.

Vor den Untersuchungen in dieser Arbeit wurden für die Anregung folgende Überlegungen angestellt: Durch die Anregung der vorhandenen Scherschichtsinstabilitäten wird die Amplitude der anfänglichen Instabilitätsfrequenz vergrößert, die zur Wirbelpaarungen führt. Das Ergebnis ist eine bessere Durchmischung der Wirbelstrukturen, die zur maximalen Verkürzung der Ablöseblase führen kann. Dies war in den Experimenten allerdings nicht zu beobachten: Eine Anregung bei einer Anregefrequenz im Bereich der Instabilitätsfrequenz in der Scherschicht von $St_{\delta_2} \simeq 0.0168$ führte zu keiner Verkürzung der Wiederanlegeposition oder Verschiebung der Ablöseposition (vgl. Bild 5.2). Dies lag primär an den Aktuatoren, die nicht in der Lage waren, bei niedriger Anregefrequenz größere Anregeintensitäten zu erzeugen. Nach den Ergebnissen von Tinapp [2001] muss der Aktuator eine ausreichende Anregeintensität erzeugen, um zu einer erfolgreichen Beeinflussung der Strömungsablösung zu führen. Die Ergebnisse von Sigurdson [1995] und Kiya, Shimizu, und Mochizuki [1997] beweisen, dass eine optimale Anregefrequenz im Frequenzbereich zwischen Kelvin-Helmholtz-Frequenz und Shedding-Frequenz liegt.

Eine funktionierende Anregung in dieser Arbeit erfolgt ab einer Anregeintensität von $u_{jet}/u_\infty = 1$. Durch Variation der Anregeparameter, c_μ und St_c , zeigte sich, je größer die Anregeintensität desto besser die Auswirkung der periodischer Anregung. Daher erfolgte die Anregung mit maximaler Anregeintensität von $c_\mu = 8 \cdot 10^{-3}$ bei einer Anregefrequenz von $St_c = 7.5$. Dies entspricht einer Anregeintensität von $4.5 St_{\delta_2} = f\delta_2/u_\infty$ oder $13 St_{x_{SR}} = fx_{SR}/u_\infty$. Diese höhere Anregefrequenz führt zur einer Unterdrückung der vorhandenen Wirbelinstabilitäten. Dies wird z.B. durch Verkleinerung der Scherschichtsdicke, Bild 5.7, charakterisiert. Im unbeeinflussten Strömungszustand führt die Wirbelaufrollung und Wirbelpaarung zur dreidimensionalen Effekten (vgl. Bild 5.10(b)). Durch die Anregung verschwinden die dreidimensio-

nen Effekte (Bild 5.10(c)). In der animierte Darstellung des Geschwindigkeitsfeldes wird die Anregung periodischer, organisierter Strukturen (Bild 5.12, Bild 5.13) deutlich gezeigt. Dies beweist, dass Anregung bei höherer Anregefrequenz eine effektive Anregung sein kann, um die Strömungsablösung zu beeinflussen. Die Ablöselänge bei dieser Anregung ist um 35% verkürzt. Statt bessere Durchmischung der großskaligen Wirbelstrukturen zu erzielen, optimiert man hier primär die Vermischung der kleinskaligen Wirbelstrukturen.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit instationären Phänomenen und der Beeinflussung einer vollturbulenten, druckinduzierten Strömungsablösung hinter einem halbseitigen Diffusor (Profilkontur NACA 4412). Mit diesem Modell erzeugt man eine Strömungskonfiguration mit Ablösung und Wiederanlegung (geschlossenes Ablösegebiet). Die Ablöseposition kann durch eine Anstellwinkeländerung zwischen 5° und 35° beliebig eingestellt werden. Hierbei werden erstmal auch Doppel-Oberflächenhitzdrahtsensoren eingesetzt, um die instationäre Vorgänge der abgelösten Strömung zu charakterisieren.

Die Doppel-Sensoren sind in der Lage, die Wandschubspannung (gemittelte und Schwankungsanteile) mittels Kalibration sowie die Richtung der Wandschubspannung zu erfassen. Die Kalibration der Sensoren zeigt, dass der Fehler zur Bestimmung der Wandschubspannung unter 5% liegt. Die Richtung kann anhand des Vorzeichenwechsels der Differenzspannung bestimmt werden. Der Sensor wurde zur Bestimmung von Ablöse- und Wiederanlegepunkte erfolgreich eingesetzt, indem der Nulldurchgang der Differenzspannung bestimmt wurde. Die Kreuzkorrelation der Sensorsignale zeigt, dass der Ablöse- bzw. der Wiederanlegepunkt durch ein Minimum und Vorzeichenwechsel im Zeitversatz charakterisiert wird.

Die Beeinflussung der Strömungsablösung wurde durch periodisches Ausblasen und Einsaugen mittels eines schmalen Wandschlitzes erreicht. Der Schlitz wurde an der Position $x/c = 0.52$ auf dem Profil längs zur Spannweitenrichtung in 63% der gesamten Modellbreite positioniert. Die periodische Anregung erfolgte lokal in unmittelbarer Nähe der Ablöseposition mit monofrequenter Anregung. Als Maß für die erfolgreiche Beeinflussung wurde die mittlere Länge der Ablöseblase (definiert durch den Abstand zwischen Ablöse- und Wiederanlegepunkt) verwendet. Hierbei wurde zunächst das mittlere Strömungsfeld und die dynamischen Vorgänge des natürlichen Strömungszustandes vermessen. Die Ergebnisse sollten für die Anregung zur maximalen Verkürzung der mittleren Länge der Ablöseblase genutzt werden.

Untersuchungen zum instationären Strömungsverhalten zeigten, dass der Grundströmungszustand vor dem Modell von Störungen überlagert ist. Die Störungen haben aber keinen Einfluss auf die wichtigen Informationen des instationären Strömungsverhaltens. Die Spektrumanalyse der Schwankungsgeschwindigkeit zeigte periodische, großskalige Strukturen in der abgelösten Scherschicht, die aus einem instabilen Wendepunkt im Geschwindigkeitsprofil resultieren (Kelvin-Helmholtz Instabilität). Die großskaligen Wirbelstrukturen breiten sich bis weit in der Wiederanlegebereich aus. Die anfängliche Wirbelinstabilitäten bezogen auf Impulsverlustdicke liegt bei einer dimensionlosen Frequenz von $St_{\delta_2} = f\delta_2/u_\infty \simeq 0.0168$.

Die Messungen von Wanddrücken sowie der Wandschubspannungen zeigte Fluktuationen im Wiederanlegebereich mit einer Strouhalzahl bezogen auf Stufenhöhe von $St_h = fh/u_\infty \simeq 0.07$. Diese Strouhalzahl korrespondiert mit der Shedding-Type Instabilität, die durch des Zusammenstoßen der Wirbel in der Scherschicht des Wiederanlegebereichs resultiert. Im Ablösegebiet bewegt sich die gesamte Ablöseblase mit niedriger Frequenz, die kleiner als die Shedding-Type-Frequenz ist. Die Strouhalzahl bezogen auf der Ablöselänge x_{SR} liegt im Bereich zwischen $0.015 < St_{x_{SR}} = fx_{SR}/u_\infty < 0.15$.

Die Strömungsbeeinflussungen wurden bei Variation der Anregeparameter und des Anstellwinkels durchgeführt. Bei der Variation der Anregeparameter spielt die Anregeintensität c_μ und die Anrefrequenz St_c eine große Rolle. Die gefundenen Scherschichtinstabilitäten im unbeeinflussten Strömungszustand von $f \simeq 56 \text{ Hz}$ konnten nicht angeregt werden. Die Aktuatoren waren nicht in der Lage bei niedrigen Anrefrequenzen ausreichend große Anregeintensitäten zu erzeugen. Eine wirksame Anregung zeigte sich erst ab einer Anregeintensität von $u_{jet}/u_\infty \geq 1$, bei der die Verschiebung der Ablöseposition deutlich in der Druckverteilung erkennbar wird. Daher erfolgte die Anregung bei maximaler Anregeintensität mit einer Frequenz von 250 Hz ($4.5 St_{\delta_2}$).

Die Verteilungen der statischen Druckbeiwerte zeigen, dass sich die Ablöseposition bei einem Anstellwinkel zwischen $\alpha = 19^\circ - 20^\circ$ in der Nähe des Anreageschlitzes befindet. Durch Vermessung der Druckbeiwerte und des Geschwindigkeitsfeldes sowie der Scherschichtsdicke zwischen beiden Anstellwinkeln zeigen sich optimale Auswirkungen der periodische Anregung bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 19^\circ$.

Die Untersuchungen des Geschwindigkeitsfeldes zeigten, dass durch die periodische Störgeschwindigkeit periodische Strukturen generiert werden. Damit erhöht sich das Entrainment zwischen Außenströmung und Ablösegebiet. Dadurch ergibt sich ein höherer Impulsaustausch zwischen Jet und Außenströmung. In Spannweitenrichtung zeigt die eingebrachte periodische Anregung eine Unterdrückung der Scherschicht und eine Reduzierung der Schwankungsgeschwindigkeit um ca. 58%. Durch die Homogenität der Verteilung der periodischen Anregung wird ein paralleles Strömungsfeld erzielt, so dass die dreidimensionalen Effekte beim natürlichen Fall in beeinflussten Strömungszustand als Quasi-zweidimensional angenommen werden können.

Die Messungen der Wanddrücke ergab, dass die gesamte Kanalströmung durch die eingebrachte periodische Störungen dominiert wird, auch stromauf vom Anreageschlitz. Die Geschwindigkeitsmessungen an der Wand zeigten, dagegen eine begrenzte Ausbreitung der periodischen Störungen.

Die Untersuchungen zur Strömungsbeeinflussung in dieser Arbeit zeigen insgesamt deutlich, dass durch periodische Störungen die mittlere Länge der Ablöseblase verkürzt werden kann. Bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 19^\circ$ wird eine maximale Verkürzung der mittleren Länge der Ablöseblase um 35% und eine Reduzierung der Schwankungsgeschwindigkeit um 58% erreicht.

Weitere experimentelle Untersuchungen sollten durchgeführt werden, um das Verständnis der dynamischen Mechanismen in einem geschlossenem Ablösegebiet weiter zu verbessern. Hier sind die Shedding-Type Strukturen und die Struktur der niederfrequenten Bewegung (Flapping) in der gesamten Ablöseblase von größtem Interesse.

Literaturverzeichnis

- BAR-SEVER, A. 1989. Separation control on an airfoil by periodic forcing. *AIAA Journal* 27, 6, 820–821.
- BARTSCH, P., NASSERI, M., AND NITSCHKE, W. 1993. Investigation on turbulent transport processes in relaxing diffuser flows. In *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 2*, F. M. W. Rodi, Ed. Elsevier Sci. Publ., 479–488.
- BAUMANN, M., STURZEBECHER, D., AND NITSCHKE, W. 1999. On active control of boundary layer instabilities on a wing. In *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics II*, W. Nitsche, H.-J. Heinemann, und R. Hilbig, Eds. Springer-Verlag, 155–160.
- BHATTACHARJEE, S., SCHEELKE, B., AND TROUTT, T. R. 1986. Modification of vortex interactions in a reattaching separated flow. *AIAA Journal* 24, 623–629.
- BRADSHAW, P. 1978. *Turbulence*. Springer-Verlag.
- BRADSHAW, P. AND WONG, F. Y. P. 1971. The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer. *Journal of Fluid Mechanics* 52, 113.
- BROWN, G. L. AND ROSHKO, A. 1974. On density effects and large structure in turbulent mixing layer. *Journal of Fluid Mechanics* 64, 775–816.
- BRUNN, A. AND NITSCHKE, W. 2002. Separation control in an axisymmetric diffuser flow by periodic excitation. In *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 5*, W. Rodi und N. Fueyo, Eds. Elsevier Sci. Publ., 587–596.
- BYRKIN, A. P., PONOMARYOV, S. P., PONOMARYOVA, V. S., AND FILATOV, A. P. 1996. *Aerodynamic design of nozzles for subsonic and transonic wind tunnels*. AGARD CP-585. AGARD.
- CAIN, A. B. AND ROGERS, M. M. 2000. High-frequency excitation of a plane wake. *Annual Research Briefs*, 55–65.
- CASTRO, I. P. AND HAQUE, A. 1987. The structure of a turbulent shear layer bounding a separation region. *Journal of Fluid Mechanics* 179, 439.
- CHANDRSUDA, C. AND BRADSHAW, P. 1981. Turbulence structure of a reattaching mixing layer. *Journal of Fluid Mechanics* 110, 171–194.

- CHAPMAN, D. R., KUEHN, D. M., AND LARSON, H. K. 1958. Investigation of separated flow in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. *NACA Report 1356*.
- CHERRY, N. J., HILLIER, R., AND LATOUR, M. E. M. P. 1984. Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *Journal of Fluid Mechanics* 144, 13–46.
- CHUN, K. B. AND SUNG, H. J. 1996. Control of turbulent separated flow over a backward facing step by local forcing. *Experiments in Fluids* 21, 417–426.
- COLES, D. 1956. The law of the wake in the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 1, 191–226.
- COLLINS, F. G. AND ZELENÉVITZ, J. 1975. Influence of sound upon separated flow over wings. *AIAA Journal* 13, 3, 408–410.
- DEVENPORT, W. J. AND SUTTON, E. P. 1991. Near-wall behavior of separated and reattaching flows. *AIAA Journal* 29, 1, 25–31.
- DOVGAL, A. V., KOZLOV, V. V., AND MICHALKE, A. 1994. Laminar boundary layer separation: instability and associated phenomena. *Prog. Aerospace Sci.* 30, 61–94.
- DRIVER, D. M., SEEGMILLER, H. L., AND MARVIN, J. G. 1987. Time-dependent behavior of a reattaching shear layer. *AIAA Journal* 25, 7, 914–919.
- EATON, J. K. AND JOHNSTON, J. P. 1981. A review of research on subsonic turbulent flow reattachment. *AIAA Journal* 19, 1093–1100.
- EATON, J. K. AND JOHNSTON, J. P. 1982. Low frequency unsteadiness of an reattaching turbulent shear layer. In *Turbulent Shear Flows*, B. L. F. J. W. L.J.S Bradbury, F. Durst, Ed. Springer Verlag, 162–170.
- FARABEE, T. M. AND CASARELLA, M. J. 1986. Measurements of fluctuating wall pressure for separated/reattached boundary layer flows. *Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design* 108, 301–307.
- FREYMUTH, P. 1966. On transition in a separated laminar boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 25, 683–704.
- GAD-EL-HAK, M. AND BUSHNELL, D. M. 1991. Separation control: review. *Journal of Fluids Engineering* 113, 5–30.
- GOLDSTEIN, M. E. 1984. Generation of instability waves in flows separating from smooth surfaces. *Journal of Fluid Mechanics* 145, 71–94.
- GREENBLATT, D., NISHRI, B., DARABI, A., AND WYGNANSKI, I. 2001. Dynamic stall control by periodic excitation, Part 2: Mechanisms. *Journal of Aircraft* 38, 3, 439–447.
- GREENBLATT, D. AND WYGNANSKI, I. J. 2000. The control of flow separation by periodic excitation. *Prog. Aerospace Sci.* 36, 487–545.
- HABERLAND, C. AND NITSCHKE, W. 1982. Wall shear stress determination in boundary-layers with unknown law of the wall by a modified Preston tube me-

- thod. In *Proc. of the 13th ICAS/AIAA Conf.*, B. Laschka und R. Staufenbiel, Eds. 261–276.
- HAMMOND, D. A. AND REDEKOPP, L. G. 1998. Local and global instability properties of separation bubbles. *European Journal of Mechanics B/Fluids* 17, 2, 145–164.
- HASELBACH, F. 1997. Thermalhaushalt und Kalibration von Oberflächenheißfilmen und Heißfilmmarrays. Ph.D. thesis, TU-Berlin.
- HEENAN, A. F. AND MORRISON, J. F. 1998. Passive control of pressure fluctuation generated by separated flow. *AIAA Journal* 36, 6, 1014–1022.
- HO, C.-M. AND HUANG, L.-S. 1982. Subharmonics and vortex merging in mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics* 119, 443–473.
- HO, C.-M. AND HUERRE, P. 1984. Perturbed free shear layers. *Annual Review of Fluid Mechanics* 16, 365–424.
- HSIAO, F. B., LIU, C. F., AND SHYU, J. Y. 1990. Control of wall separated flow by internal acoustic excitation. *AIAA Journal* 28, 1440–1446.
- HUANG, L. S., MAESTRELLO, L., AND BRYANT, T. D. 1987. Separation control over an airfoil at high angles of attack by sound emanating from the surface. *AIAA Paper No. 87-1261*.
- HUDY, L. M., NAGUIB, A. M., AND HUMPHREYS-JR., W. M. 2003. Wall-pressure-array measurements beneath a separated/reattaching flow region. *Physics of Fluids* 15, 262.
- HUERRE, P. AND MONKEWITZ, P. A. 1985. Absolute and convective instabilities in free shear layers. *Journal of Fluid Mechanics* 159, 151–168.
- HUERRE, P. AND MONKEWITZ, P. A. 1990. Local and global instabilities in spatially developing flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* 22, 473–537.
- HUPPERTZ, A. 2001. Aktive Beeinflussung der Strömung stromab einer rückwärtsgerichteten Stufe. Ph.D. thesis, Technische Universität Berlin, [http : //edocs.tu – berlin.de/diss/2001/huppertz_andre.htm](http://edocs.tu-berlin.de/diss/2001/huppertz_andre.htm).
- HUSSAIN, A. K. M. F. 1983. Coherent structures – reality and myth. *Physics of Fluids* 26, 2816–2850.
- HUSSAIN, A. K. M. F. AND REYNOLDS, W. C. 1970. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics* 41, 241–258.
- HUSSAIN, A. K. M. F. AND ZAMAN, K. B. M. Q. 1985. An experimental study of organized motions in the turbulent plane mixing layer. *Journal of Fluid Mechanics* 159, 85–104.
- KIYA, M. AND SASAKI, K. 1983. Structure of a turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics* 137, 83–113.
- KIYA, M. AND SASAKI, K. 1985. Structure of large-scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics* 154, 463–491.

- KIYA, M., SHIMIZU, M., AND MOCHIZUKI, O. 1997. Sinusoidal forcing of a turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics* 342, 119–139.
- KOCH, W. 1985. Local instability characteristics and frequency determination of self-excited wake flows. *Journal of Sound and Vibration* 99, 53–83.
- LEDER, A. 1992. *Abgelöste Strömungen – Physikalische Grundlagen*. Vieweg Verlag.
- LEE, I. AND SUNG, H. J. 2001. Characteristics of wall pressure fluctuations in separated and reattaching flows over a backward-facing step Part I. Time-mean statistics and cross-spectral analysis. *Experiments in Fluids* 30, 262–272.
- MABEY, D. G. 1972. Analysis and correlation of data on pressure fluctuations in separated flow. *Journal of Aircraft* 9, 9, 642–645.
- METHA, R. D. 1977. The aerodynamic design of blower tunnels with wide-angle diffusers. *Progress in Aerospace Sciences* 18, 59–120.
- MICHALKE, A. 1965. On spatially growing disturbances in an inviscid shear-layer. *Journal of Fluid Mechanics* 23, 521–544.
- MICHALKE, A. 1990. On the inviscid instability of wall-bounded velocity profiles close to separation. *Z. Flugwiss. Weltraumforsch.* 14, 24–31.
- NISHIOKA, M., ASAI, M., AND YOSHIDA, S. 1990. Control of flow separation by acoustic excitation. *AIAA Journal* 28, 1909–1915.
- NISHRI, B. AND WYGNANSKI, I. 1998. Effect of periodic excitation on turbulent separation from a flap. *AIAA Journal* 36, 4, 547–556.
- NITSCHKE, W. 1980. Wandschubspannungsmessung mit Prestonrohren in Grenzschichtströmungen mit zusätzlichen Einflußparametern. *Z. Flugwiss. Weltraumforsch.* 4, 142.
- NITSCHKE, W. 1994. *Strömungsmeßtechnik*. Springer Lehrbuch.
- NITSCHKE, W., THÜNKER, R., AND HABERLAND, C. 1983. A computational Preston tube method. In *Turbulent Shear Flows 4*, L. J. S. Bradbury, F. Durst, B. E. Launder, F. W. Schmidt, und J. H. Whitelaw, Eds. Springer-Verlag, 261–276.
- OBI, S., OHIZUMI, H., AOHI, K., AND MASUDA, S. 1993. Turbulent separation control in a plane asymmetric diffuser by periodic perturbation. In *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 2*, F. M. W. Rodi, Ed. Elsevier Sci. Publ., 633–642.
- OSTER, D. AND WYGNANSKI, I. 1982. The forced mixing layer between parallel streams. *Journal of Fluid Mechanics* 123, 91–130.
- PETZ, R. 2001. *Konstruktion und Experimentelle Untersuchung eines generischen Windkanalmodells mit Strömungsablösung*, Diplomarbeit. Technische Universität Berlin.
- PRESTON, J. H. 1954. The determination of turbulent skin friction by means of Pitot tubes. *J. Roy. Aeronaut. Soc.* 58, 109.
- ROCKWELL, D. 1983. Invited Lecture: Oscillations of impinging shear layer. *AIAA Journal* 21, 645–664.

- ROCKWELL, D. 1992. Active control of globally-unstable separated flows. In *Proceedings of International Symposium on Nonsteady Fluids Dynamics*, J. A. Miller und D. P. Telionis, Eds. FED-Vol. 92, Toronto, Canada, 379–394.
- ROOS, F. W. AND KEGELMAN, J. T. 1986. Control of coherent structures in reattaching laminar and turbulent shear layers. *AIAA Journal* 24, 12, 1956–1963.
- ROSHKO, A. 1955. On the wake and drag of bluff bodies. *Journal of Aeronautical Sciences* 22, 124–132.
- ROSHKO, A. 1976. Structure of turbulent shear flows: A new look. *AIAA Journal* 14, 10, 1349–1357.
- RUDERICH, R. AND FERNHOLZ, H. H. 1985. An experimental investigation of a turbulent shear flow with separation, reverse flow, and reattachment. *Journal of Fluid Mechanics* 163, 283–322.
- SCHLICHTING, H. AND GERSTEN, K. 1997. *Grenzschicht-Theorie*, 9. Auflage ed. Springer Verlag Berlin Heidelberg.
- SCHMIDT, T. 2002. *Entwicklung eines Mechanismus zur Beeinflussung der Anströmrichtung eines Windkanalmodells unter Verwendung eines Mikrocontrollers*. Studienarbeit. Technische Universität Berlin.
- SCHUBAUER, G. B. AND SKRAMSTAD, H. K. 1943. Laminar boundary layer oscillations and transition on a flat plate. Report no. 909, National Bureau of Standards, Washington D.C.
- SEIFERT, A. 1994. On the delay of stall by periodic excitation. *AIAA paper 93-3264 and 94-2608*.
- SEIFERT, A. 1998. Effects of periodic excitation on turbulent flow separation. *AIAA Journal Vol. 36*, 4.
- SIGURDSON, L. W. 1995. The structure and control of a turbulent reattaching flow. *Journal of Fluid Mechanics* 298, 139–165.
- SIMPSON, R. L. 1996. Aspects of turbulent boundary layer separation. *Progress in Aerospace Sciences* 32, 5, 457–521.
- SONG, S., DEGRAAFF, D. B., AND EATON, J. K. 2000. Experiment study of a separating, reattaching, and redeveloping flow over a smoothly contoured ramp. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 21, 512–519.
- SPAZZINI, P. G., IUSO, G., ONORATO, M., AND ZURLO, N. 1999. Design, test and validation of a probe for time-resolved measurement of skin friction. *Meas. Sci. Tech.*, 631–639.
- SPAZZINI, P. G., IUSO, G., ONORATO, M., ZURLO, N., AND CICCÀ, G. M. D. 2001. Unsteady behavior of a backward-facing step flow. *Experiments in fluids* 30 (5), 551–561.
- STURZEBECKER, D., ANDERS, S., AND NITSCHKE, W. 2001. The surface hot wire as a means of measuring mean and fluctuating wall shear stresses. *Experiments in Fluids* 31, 294–301.

- SZABLEWSKI, W. 1969. Turbulente Grenzschichten in Ablösenähe. *Z. Angew. Math. Mech.* 49, 215.
- TAM, C. K. W. 1986. Excitation of instability waves by sound – A physical interpretation. *Journal of Sound and Vibration* 105, 1, 169–172.
- TINAPP, F. 2001. Aktive Kontrolle der Strömungsablösung an einer Hochauftriebs-Konfiguration. Ph.D. thesis, Technische Universität Berlin, [http : //edocs.tu – berlin.de/diss/2001/tinapp_frank.htm](http://edocs.tu-berlin.de/diss/2001/tinapp_frank.htm).
- TINNAP, F. AND NITSCHKE, W. 1999. On active control of high-lift flow. In *Engineering Turbulence Modelling and Experiments*, D. L. W. Rodi, Ed. Elsevier Sci. Publ., 619–626.
- VAN DRIEST, E. R. 1956. On turbulent flow near a wall. *J. Aerospace Sci.* 23, 1007.
- WASISTHO, B. AND SQUIRES, K. D. 2001. Numerical investigation of the separated flow over a smoothly contoured ramp. In *Turbulence and Shear Flow Phenomena2*.
- WEISER, N., BARTSCH, P., AND NITSCHKE, W. 1990. On turbulent flow separation in axisymmetric diffusers. In *Engineering Turbulence Modelling and Experiments*, W. Rodi und E. N. Ganic, Eds. Elsevier Science Publ. Co. Inc., 227–236.
- WILTSE, J. M. AND GLEZER, A. 1998. Direct excitation of small-scale motions in free shear flows. *Physics of Fluids* 10, 2026–2036.
- WINANT, C. D. AND BROWAND, F. K. 1974. Vortex pairing: the mechanism of turbulent mixing layer growth at moderate Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* 63, 237–256.
- WINTER, K. G. 1977. An outline of the techniques available for the measurement of skin friction. *Prog. Aerospace Sci.* 18.
- ZAMAN, K. B. M. Q. 1992. Effect of acoustic excitation on stalled flows over an airfoil. *AIAA Journal* 30, 6, 1492–1499.
- ZAMAN, K. B. M. Q., BAR-SEVER, A., AND MANGALAM, S. M. 1987. Effect of acoustic excitation on the flow over a low-Re airfoil. *Journal of Fluid Mechanics* 182, 127–148.